PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 6 — 15. März 1933 — Redaktionsschluß für Nr. 8 am 1. April 1933. — 34. Jahrgang

INHALT:

H. Konen, Heinrich Gustav Kayser zum 80. Geburtstage. S. 225.

Vorträge von der 15. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 8. und 9. Januar 1933 zu Breslau:

H. Fricke, Über eine Vorrichtung zur Charakterisierung der Empfindlichkeitseigenschaften photograph. Platten. S. 226.

L. Bergmann, Versuche und Messungen mit Selensperrschichtphotozellen. S. 227.

H. Senftleben u. O. Riechemeier, Über die Energieverhältnisse bei der Dissoziation des H_2O-Moleküls in seine Atome. S. 228.

H. Senftleben, Demonstration des Einflusses elektrischer und magnetischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen. S. 230.

F. Matossi, Bemerkungen über die Auswahlregeln im Schwingungsspektrum des Kalkspates. S. 230.

F. Simon, Über neue Verfahren zur Erzeugung extrem tiefer Temperaturen. (Mit Demonstrationen.) S. 232.

H. Ludloff und G. Reymann, Über die Rolle des Elektronen-Bahnimpulses in ferromagnetischen Gittern. S. 233.

E. Waetzmann und W. Geffcken, Bestimmung des Schalldruckes an der Grenze der Hörempfindung mit Thermophonen. S. 234.

E. Waetzmann, Akustisch. Demonstrationsversuch. S. 235.

E. Englert u. K. Schuster. Die magnetische Widerstandsänderung eines Wismutdrahtes. S. 236.

H. Murmann, Die optischen und elektrischen Konstanten dünn. Metallschichten. S. 237.

W. Geffcken und L. Keibs, Das Thermophon und seine Verwendung als akustisches Meßinstrument. S. 237.

W. Geffcken, Ein neues Kompensationsmikrophon. S. 237.

K. Bücks, Einige Beobachtungen am Schallfeld von Piezoquarzen. S. 237.

Originalmitteilungen:

C. J. Gorter, Der Faraday-Effekt in paramagnetischen Lösungen. S. 238.

F. Magyar und F. Kracmar, Beitrag zur Turbulenztheorie. S. 241.

W. Meißner u. H. Scheffers, Präzisionsbestimmung der magnetischen Momente von Kalium und Lithium im Hinblick auf ihr magnetisches Kernmoment. II. S. 245.

Besprechungen. S. 252—256.

Personalien. S. 256.

HEINRICH GUSTAV KAYSER

zum 80. Geburtstage.

Am 16. März feiert der Altmeister der deutschen Spektroskopie, dessen Bild wir unsern Lesern bringen, seinen 80. Geburtstag in außerordentlicher und bewundernswerter Rüstigkeit und Frische, die es ihm erlaubt, an seinem Lebenswerk, dem Handbuch der Spektroskopie, mit der Akribie und kritischen Sachkunde weiterzuarbeiten, die dieses Buch zum unentbehrlichen Rüstzeug der Forschung gemacht hat.

H. Kayser

Kayser ist aus der Schule von Helmholtz hervorgegangen, nachdem er vorher bei Kundt in Straßburg studiert hatte, und er trägt unverkennbar die Merkmale der unmittelbaren Schüler von Helmholtz, von denen nur noch wenige unter uns weilen. In der Atmosphäre von Helmholtz galt umfassende Bildung und galten weitgespannte Interessen als wissenschaftliche Voraussetzungen auch des Spezialisten. So kennen die Freunde Kaysers ihn nicht nur als Physiker, sondern auch als Kenner des Persischen, der klassischen Archäologie, als einen feinsinnigen Übersetzer griechischer Schriftsteller und als einen Mann von ausgebreiteten literarischen Interessen. Auf die Zeit von Helmholtz geht auch die erste Verbindung Kaysers mit der Spektroskopie zurück; denn das erste deutsche wissenschaftliche Lehrbuch der Spektroskopie (damals Spektralanalyse genannt) ging 1883 aus seiner Feder hervor, als Abschluß von Vorlesungen, die er an der Berliner Universität gehalten hatte. Von hier führte ihn sein Weg nach Hannover und 1894 als Nachfolger von Hertz nach Bonn. Vor seiner Hinwendung zur Spektroskopie hatte er sich mit Akustik und Messungen über Adsorption beschäftigt. Die dann folgenden 40 Jahre hat er in erster Linie seinen spektroskopischen Arbeiten

gewidmet. Was hier geschehen und geleistet worden ist, ist allbekannt und liegt vor jedermann offen da. Eine wunderbare Fügung des Geschickes bewirkte es, daß Rydberg, Kayser und Runge unabhängig voneinander parallele und auf das gleiche Ziel ausmündende Wege gingen. Wenn es Rydberg mit einer divinatorischen Gabe gelang, aus den unzulänglichen Messungen, die er benutzte, die eigentümlichen Formen der Gesetzmäßigkeiten in Linienspektren abzulesen, die sich nachher als ein Schlüssel zu ihrem Verständnis erwiesen, und wenn darin die Formulierungen von Rydberg zweifellos glücklicher waren, als die von Kayser und Runge, so schufen diese wiederum überhaupt erst die sichere Grundlage, um die Theorie zu prüfen und um die Spektroskopie zu jenem wunderbaren Präzisionsinstrument zu machen, das in den Händen der Theoretiker und Experimentatoren der Physik und der Chemie so erstaunliche Resultate geliefert hat und unerschöpflich an neuen Kombinationen und überraschenden Entwicklungen erscheint. Läßt man den Blick über die Entwicklung dieser 40 Jahre wandern, so bietet sich der Anblick einer ungeheuren Vervielfältigung und eines ebenso fast unbegreiflichen Aufstiegs.

Die deutschen Physiker gratulieren Kayser, daß es ihm vergönnt ist, im Vollbesitz seiner Kräfte diesen Aufstieg zu erleben; die Glückwünschenden dürfen in voller Sachlichkeit sagen, daß ihm ein wesentlicher und unentbehrlicher Anteil an der Entwicklung des stolzen Werkes zukommt.

Kaysers Schüler sind mannigfaltig über die ganze Welt zerstreut. Es ist unabwendbares Geschick, daß der Mensch im Alter einsamer wird und daß die Summe seines Lebens nicht nur Aktivposten aufweist. Ein Jubiläum, wie das hier gefeierte, ist jedoch ein Tag der Sammlung, Vereinigung und Freude.

So richten die deutschen Physiker, so richten die ehemaligen Schüler Kaysers, richten seine Freunde vereint ihre Gedanken und guten Wünsche nach Bonn, in der Hoffnung, daß es Kayser vergönnt sein möge, die Zeit, die das Geschick ihm noch gewährt, in der bisherigen Frische und in der Freude an seiner geliebten Wissenschaft hinzubringen.

H. Konen.

VORTRÄGE VON DER 15. TAGUNG DES GAUVEREINS THÜRINGEN-SACHSEN-SCHLESIEN DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT AM 8. UND 9. JANUAR 1933 ZU BRESLAU.

H. Fricke (Breslau), Über eine Vorrichtung zur Charakterisierung der Empfindlichkeitseigenschaften photographischer Platten.

Ausgehend von dem allgemeinen Bedürfnis nach einer übersichtlichen und allgemeinverständlichen Charakterisierung der Empfindlichkeitseigenschaften photographischer Platten, wurde eine Methode zur automatischen Auswertung von Spektralsensitogrammen entwickelt.

Das Verfahren geht aus von einem in seiner Intensität abgestuften Spektrogramm und liefert durch automatische Registrierung unter Verwendung einer Bergmann-Photozelle in einwandfreier Weise und mit großer Genauigkeit ein Bild aller wünschenswerten Empfindlichkeitseigenschaften des untersuchten Materials. Die erhaltenen Sensitogramme sind ohne weiteres verwendungsfähig und können z. B. als Kopie zur Orientierung des Verbrauchers photographischen Packungen beigelegt werden. Sie lassen mühelos die spektrale Abhängigkeit der Schwellenwertempfindlichkeit und der zur Erzielung einer beliebigen Schwärzung notwendigen Belichtungsintensität, das Verhalten bei Anwendung bestimmter Filter, sowie die Gradationsverhältnisse in allen Wellenlängen erkennen und zahlenmäßig bestimmen.

Eine ausführliche Veröffentlichung steht bevor.

Breslau, den 30. Januar 1933. Physik. Institut der Universität.

L. Bergmann (Breslau), Versuche und Messungen mit Selensperrschichtphotozellen.

Die bereits früher beschriebene Anwendung der Differential-Sperrschichtphotozelle zum Nachweis schwingender Vorgänge[1]) wurde durch folgenden Versuch anschaulich vorgeführt: Eine auf einem Resonanzkasten befestigte Stimmgabel war an einem Zinkenende mit einem kleinen Spiegel versehen und in den Strahlengang der lichtelektrischen Verstärkeranordnung eingebaut. Wurde eine zweite gleiche Stimmgabel, die ebenfalls auf einem Resonanzkasten angebracht war, in einer Entfernung von 20 m angestrichen, so ließen sich die durch Resonanz erregten Schwingungen der ersten Stimmgabel mit einem Milliamperemeter, das an den Ausgang der Verstärkerapparatur angeschaltet war, deutlich sichtbar durch einen Ausschlag über die ganze Skala (5 Milliamp.) nachweisen. Mit derselben Apparatur wurden auch langsame Schwebungen sichtbar gemacht, die eintraten, wenn die Stimmgabeln gegeneinander etwas verstimmt wurden.

Als weitere Anwendung der Differential-Sperrschichtphotozelle wurde ein kleiner lichtelektrischer Motor vorgeführt, bei dem der dreiteilige Kollektor von einer in drei Teile geteilten Selensperrschichtzelle gebildet wurde. Diese Anordnung ist in der Fig. 1a schematisch dargestellt. Als Motor diente ein gewöhnlicher Gleichstromelektrizitätszähler, dessen Rotor aus einer Scheibe S mit drei darauf befestigten Flachspulen besteht und sich im Felde der beiden Statormagnete M dreht. Der dreiteilige Kollektor des

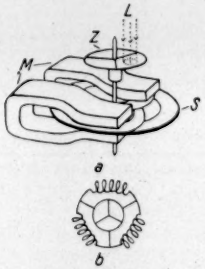


Fig. 1a u. Fig. 1b.

Motors ist durch die Selensperrschichtzelle Z ersetzt, deren lichtdurchlässige Elektrode nebst Selenschicht durch scharfe Schnitte in dreigleiche Sektoren geteilt ist. Fig. 1b zeigt, wie diese Sektoren mit den drei Spulen des Rotors verbunden sind. Wird nun die Zelle an der richtigen Stelle mit einem Lichtbündel L beleuchtet, so gerät der Motor in Rotation, und die Umlaufgeschwindigkeit hängt von der Intensität des auffallenden Lichtes ab. Der Vorteil dieser Anordnung ist, daß die Energiezufuhr über den Kollektor reibungslos erfolgt[1]).

Im Anschluß hieran, wurden zwei neue lichtelektrische Luxmeter vorgeführt, bei denen als lichtelektrische Zellen Selensperrschichtzellen benutzt werden[2]). Das eine Instrument, das mit einer Zelle von 9,7 cm² wirksamer Oberfläche ausgestattet ist, benutzt als Meßinstrument ein hochempfindliches Zeigergalvanometer und gestattet in drei Stufen Helligkeitsmessungen von 1 bis 20000 Lux mit einer Meßgenauigkeit von 1 Proz. auszuführen. Das zweite Instrument ist als Taschenluxmeter gedacht und besitzt eine Zelle mit 20 cm² wirksamer Oberfläche, die zusammen mit einem Zeigergalvanometer in einem handlichen Kasten untergebracht ist. Durch Herausklappen bzw. Drehen läßt sich die Zelle in jede Lage bringen. Drei durch Schalter einstellbare Meßbereiche gestatten die Messung von 0—150/1500/5000 Lux, wobei ein Teilstrich 3, 30 und 300 Lux darstellt.

Die Empfindlichkeit solcher mit Sperrschichtzellen ausgerüsteter Luxmeter hängt bei gegebener Zellengröße von der Stromempfindlichkeit des benutzten Meßinstrumentes ab. Aus Gründen der bequemen Bedienbarkeit kommen nur Instrumente mit Spitzenlagerung in Frage. Die Empfindlichkeit läßt sich daher nur steigern durch Benutzung von Zellen mit größerer wirksamer Oberfläche. Diesbezügliche Untersuchungen lieferten nun das zunächst etwas merk-

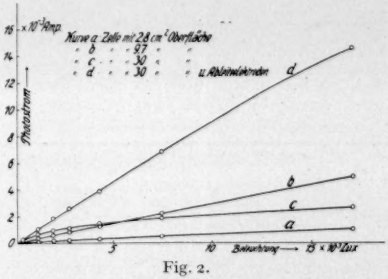


Fig. 2.

würdige Resultat, daß der Kurzschlußstrom von Zellen mit sehr großer Oberfläche nicht mehr linear mit der Beleuchtung ansteigt. Solche Messungen sind in den Kurven der Fig. 2

1) Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 568, 1932; Phys. Zeitschr. **33**, 824, 1932.

1) Wie ich aus einer brieflichen Mitteilung entnehme, hat P. Selényi, Budapest, ähnliche Anordnungen in einer ungarischen Patentschrift angegeben.

2) Hersteller: Fa. Arthur Pfeiffer, Wetzlar.

wiedergegeben, wo als Abszisse die Beleuchtung der Zelle und als Ordinate der Kurzschlußstrom für Selensperrschichtzellen mit verschieden großer Oberfläche aufgetragen sind. Die Kurven a und b beziehen sich auf Zellen mit 2,8 bzw. 9,7 cm² Oberfläche. Der Photostrom steigt linear mit der Belichtung. Die Kurve c bringt die gleiche Messung bei einer Zelle mit 30 cm² Oberfläche. Bei kleinen Belichtungsstärken liefert diese Zelle zwar einen höheren Photostrom als die Zellen mit kleinerer Oberfläche, von einer gewissen Beleuchtung ab sinkt dagegen die Stromausbeute unter die der Zelle mit dreimal kleinerer Oberfläche. Diese Erscheinung erklärt sich dadurch, daß sich bei den großen Oberflächen der Widerstand der dünnen lichtdurchlässigen Vorderelektrode — es handelt sich stets um Zellen mit Vorderwandeffekt — für die Ableitung der in der Zellenmitte lichtelektrisch ausgelösten Elektronen störend bemerkbar macht. An diesem Widerstand entsteht ein mit zunehmender Stromstärke wachsender Spannungsabfall, der in bekannter Weise[1]) bremsend auf den Austritt weiterer Elektronen einwirkt. Wenn diese Erklärung richtig ist, muß die Erscheinung verschwinden, wenn die lichtdurchlässige Elektrode mit entsprechenden Ableiteelektroden versehen wird. Dies ist in der Tat der Fall, wie die Kurve d in Fig. 2 zeigt, die sich auf eine ebenfalls 30 cm² große Zelle bezieht, auf deren Vorderelektrode in Kreuzform zwei etwa 1 mm breite Ableiteelektroden aufgebracht waren. Bis zu 13000 Lux ist der Photostrom proportional der Belichtung und stets dreimal so groß wie bei der Zelle mit 9,7 cm² Oberfläche.

Allen photometrischen Messungen, bei denen Photozellen benutzt werden, haftet als wesentlicher Nachteil die Tatsache an, daß die spektrale Empfindlichkeit der Zellen in die Messungen eingeht und, da diese im allgemeinen von der spektralen Empfindlichkeit des menschlichen Auges abweicht, nicht unbeträchtliche Fehler ergibt. Nun liegen die Verhältnisse bei der von mir angegebenen Selensperrschichtzelle noch am günstigsten, da die Kurve der spektralen Empfindlichkeit dieser Zellen die Kurve der spektralen Empfindlichkeit des Auges umhüllt und die Maxima der beiden Kurven fast an der gleichen Stelle liegen. In der Fig. 3 stellt a die Empfindlichkeitskurve der Selensperrschichtzelle und b die des menschlichen Auges bezogen auf ein energiegleiches Spektrum dar. Es muß also möglich sein, durch ein geeignet gewähltes Filter die Empfindlichkeitskurve der Zelle an die des Auges anzugleichen. Dies ist in weitgehendem Maße bereits durch ein einfaches Glasfilter gelungen, wie die in Fig. 3 eingetragenen Meßpunkte bzw. die Kurve c zeigen, die die spektrale Empfindlichkeit einer Selensperrschichtzelle in Verbindung mit dem Filter darstellen[1]). Die geringen Abweichungen der Kurve c von der Empfindlichkeitskurve des Auges sind für technische Messungen bedeutungslos und lassen sich teilweise durch Verwendung eines zweiten Filters beheben. Unter Benutzung dieses Filters stellt jetzt die Selensperrschichtzelle ein objektives Photometer dar, das dem menschlichen Auge weitgehend angepaßt ist.

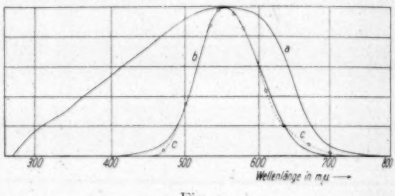


Fig. 3.

Schließlich wurde noch ein einfacher und praktischer Reflexionsmesser vorgeführt, der ebenfalls mit einer Selensperrschichtzelle arbeitet und so gebaut ist, daß er die Angabe des Reflexionsvermögens direkt in Prozenten gestattet. Die Beschreibung dieses Apparates, der sowohl zur Messung der direkten wie der diffusen Reflexion eingerichtet ist, erscheint in der Zeitschrift für technische Physik.

1) Siehe z. B. L. Bergmann, Messungen an Selensperrschichtzellen, Physik. Zeitschr. **33**, 513, 1932.

1) Die Berechnung dieses Glasfilters hat Herr Dr. H. Pese ausgeführt.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität.

H. Senftleben und O. Riechemeier (Breslau), Über die Energieverhältnisse bei der Dissoziation des H_2O-Moleküls in seine Atome.

Aus älteren Versuchen von Senftleben und Rehren[1]) über die Dissoziation des H_2O-Moleküls mit Hilfe von Stößen zweiter Art zwischen Wasserdampf und angeregten Quecksilberatomen ergab sich, daß die Anregungsenergie des Hg-Atoms von 4,9 Volt ausreichte, um einen geringen Teil der H_2O-Moleküle in H und OH zu dissoziieren. Daraus wurde geschlossen, daß die Energie für die Dissoziation des Wasserdampfs in H und OH etwa 4,9 Volt betragen mußte.

1) Senftleben und Rehren, Zeitschr. f. Phys. **37**, 529, 1926.

Neuere Messungen auf teils rein physikochemischer Grundlage, teils spektroskopischem Wege machten einen etwas größeren Wert für diese Dissoziationsenergie wahrscheinlich. So erhielten Wood und Gaviola[1]) etwa 5,2 Volt und Bonhoeffer und Reichhardt[2]) als genauesten Wert $5{,}0 \pm 0{,}1$ Volt. Bereits Wood und Gaviola wiesen darauf hin, daß die bei den Senftleben-Rehrenschen Messungen auftretenden geringen Ausbeuten an Dissoziationsprodukten dadurch bedingt sein könnten, daß die Anregungsenergie des Quecksilbers von 4,9 Volt nicht ganz zur Dissoziation ausreichte, daß diese Energie vielmehr ergänzt werden müßte durch thermische Energie der reagierenden Moleküle.

Ist diese Annahme richtig, so folgt daraus, daß sich die Ausbeute an Dissoziationsprodukten vergrößern muß, wenn man die thermische Energie des Gases, also seine Temperatur, steigert. Darüber hinaus gibt diese Annahme ein Mittel an die Hand, aus dem quantitativen Anstieg der Dissoziationsausbeute mit zunehmender Temperatur Schlüsse zu ziehen auf die Größe des Energierestes, der zur Anregungsenergie von 4,9 Volt hinzutreten muß, um eine Dissoziation zu bewirken.

Versuche in dieser Richtung wurden von Herrn Pastorff im Breslauer Physikalischen Institut der Universität ausgeführt. Einem Wasserdampf-Quecksilberdampfgemisch wurde durch Einstrahlung die Resonanzenergie des Quecksilbers von 4,9 Volt zugeführt. Die angeregten Atome übertrugen diese Energie durch Stöße zweiter Art auf die Wasserdampfmoleküle, die nun — evtl. unter Zuhilfenahme von thermischer Energie — dissoziierten. Die Ausbeute an Dissoziationsprodukten konnte dadurch gemessen werden, daß man den Partialdruck des entstehenden Wasserstoffs bestimmte, nachdem der restliche Wasserdampf und das entstandene Wasserstoffsuperoxyd in flüssiger Luft kondensiert waren. Um die Dissoziationsausbeuten bei verschiedenen Temperaturen miteinander vergleichen zu können, mußte sorgfältig darauf geachtet werden, daß die Zahl der energieübertragenden Stoßprozesse zwischen H_2O-Molekülen und den angeregten Hg-Atomen bei allen Temperaturen die gleiche war. Das konnte durch geeignete Wahl der molekularen Dichten und durch rechnerische Reduktion der gemessenen Ausbeuten ohne weiteres erreicht werden.

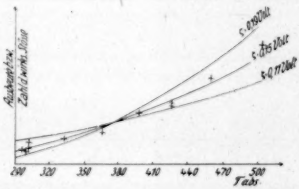
Eine unter diesen Voraussetzungen aufgenommene Meßreihe zeigen die mit Kreuz bezeichneten Punkte der Figur.

[1]) Wood und Gaviola, Phil. Mag. (7) **6**, 1191, 1928.

[2]) Bonhoeffer und Reichhardt, Zeitschr. f. phys. Chem. **139**, 75, 1928.

Abszisse ist die absolute Temperatur, Ordinate der beobachtete Partialdruck des Wasserstoffs, reduziert auf gleiche Stoßzahl.

Die Messung zeigt ein starkes Ansteigen des Dissoziationsgrades mit wachsender Temperatur, d. h. die zunehmende thermische Energie begünstigt die Dissoziation; die Dissoziationsenergie des H_2O-Moleküls in H und OH liegt also oberhalb der eingestrahlten 4,9 Volt.



Es muß nun aus der Größe des Anstiegs darauf geschlossen werden, welcher Betrag von thermischer Energie zu 4,9 Volt hinzutritt, um eine Dissoziation herbeizuführen. Sieht man zunächst ab von etwaigen Schwingungs- bzw. Rotationsenergien des mehratomigen H_2O-Moleküls[1]), so können nur solche Zusammenstöße für die Dissoziation wirksam sein, bei welchen die relative Translationsenergie der Stoßpartner gleich oder größer als dieser fehlende Energiebetrag ist. Die Zahl solcher Zusammenstöße, die mit einer Relativenergie von mindestens ζ Volt in der Zeiteinheit erfolgen, läßt sich aus der kinetischen Gastheorie ohne weiteres als Funktion der absoluten Temperatur berechnen[2]). Die Anzahl dieser Stöße steigt mit der Temperatur T und das Maß der Steigung hängt von der Wahl des Parameters ζ ab. Die Figur zeigt mehrere solcher berechneten Kurven (Zahl der wirksamen Stöße als Funktion der absoluten Temperatur) unter Zugrundelegung verschiedener Werte für die Mindestenergie ζ, die zwei Stoßpartner relativ zueinander haben müssen, um eine Dissoziation herbeizuführen. Da es für unser Problem nur auf die Neigung der Kurven ankommt, sind alle bei einer willkürlich gewählten mittleren Temperatur mit den experimentell gefundenen Werten zur Deckung gebracht. Die Figur zeigt, daß sich die Kurve mit dem Parameter $\zeta = 0{,}15$ Volt den gemessenen Punkten befriedigend anschließt, während schon die mit $\zeta = 0{,}19$ Volt bzw. $\zeta = 0{,}11$ Volt berechnete Linie als obere bzw. untere Grenzkurve anzusehen ist. Hieraus ergibt

[1]) Näheres siehe ausführliche Veröffentlichung.

[2]) Fowler, Statistische Mechanik, deutsche Ausgabe S. 416, und Franck und Jordan, Anregung von Quantensprüngen durch Stöße zweiter Art, S. 192.

sich, daß zu der Anregungsenergie des Quecksilbers aus der Translationsenergie der stoßenden Teilchen ein Betrag von $0{,}15 \pm 0{,}04$ Volt hinzutreten muß, damit eine Dissoziation des Wasserdampfmoleküls eintritt. Die Dissoziationsenergie des H_2O in H und OH ist daher bestimmt zu $5{,}05 \pm 0{,}04$ Volt.

Mit Hilfe des so gefundenen Energiewertes läßt sich auch die Wärmetönung X der Reaktion $OH + X = O + H$ berechnen, ferner kann man indirekt auf die Dissoziationswärme des O_2-Moleküls schließen.

Eine ausführliche Veröffentlichung wird demnächst in den Annalen der Physik erscheinen.

H. Senftleben (Breslau), Demonstration des Einflusses elektrischer und magnetischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen.

Der Einfluß elektrischer und magnetischer Felder auf den Wärmestrom in Gasen wurde demonstriert. Die dazu geeignete Versuchsanordnung ist an anderer Stelle[1]) beschrieben worden. Sie war insofern abgeändert, als zur Messung kein Spiegelgalvanometer verwendet wurde. Ein empfindliches Zeigergalvanometer, dessen Ausschlag nach der von Bergmann angegebenen photoelektrischen Methode[2]) auf das 900fache vergrößert werden konnte, erwies sich als vollkommen ausreichend. — Gezeigt wurde zunächst, daß der Effekt im magnetischen Felde in einer Abnahme des Wärmestroms besteht und daß er mit wachsender Feldstärke eine Sättigung erreicht. Weiterhin wurde gezeigt, daß der Einfluß eines elektrischen Feldes eine Zunahme des Wärmestromes bewirkt. Auch hier konnte quantitativ der Einfluß der Feldstärke auf die Größe des Effektes, der proportional mit dem Quadrat der Feldstärke steigt, demonstriert werden.

1) H. Senftleben, Berichte der Schles. Ges. f. vaterl. Kultur **104**, 29, 1931.
2) L. Bergmann, Zeitschr. f. techn. Phys. **11**, 568, 1932.

F. Matossi (Breslau), Bemerkungen über die Auswahlregeln im Schwingungsspektrum des Kalkspates.

Die Frage, welche der Kombinationsschwingungen $\nu = \sum_1^r n_i \nu_i$ der r ultraroten Grundfrequenzen ν_i (n_i = ganze Zahlen) im Spektrum tatsächlich beobachtet werden können, konnte bis vor kurzem nur in besonderen Fällen beantwortet werden. Es ist bekanntlich sehr wohl möglich, daß eine Kombinationsschwingung inaktiv ist, obwohl die zugehörigen Grundfrequenzen aktiv sind, wie es z. B. bei der Oktave der langwelligsten Schwingung der Kohlensäure der Fall ist, die der „kraftsymmetrischen" Deformationsschwingung entspricht[1]). Nun hat Dennison[2]) kürzlich auf Grund quantenmechanischer Vorstellungen Regeln abgeleitet, die in allen Fällen eine eindeutige Aussage über die Aktivität bzw. Inaktivität von Kombinationsschwingungen zu machen gestatten. Bei der Ableitung wird die Voraussetzung gemacht, daß die Störungsfunktion, die den Einfluß der anharmonischen Bindung beschreibt, die gleiche Symmetrie besitzt wie das ruhende Molekül. In zwei speziellen Fällen nehmen diese Regeln eine Gestalt an, die leicht an der Erfahrung zu prüfen ist. Es handelt sich hierbei um das lineare XY_2-Molekül und die ebene, trigonale XY_3-Gruppe.

1. XY_2 (CO_2, CS_2): Es sind drei Grundschwingungen vorhanden, ν_1 und ν_3 aktiv ($\nu_1 > \nu_3$), ν_2 inaktiv. Die Regel lautet: Es erscheinen nur diejenigen Kombinationsschwingungen $\nu = n_1\nu_1 + n_2\nu_2 + n_3\nu_3$, für die $n_1 + n_3$ ungerade ist. Es sind also inaktiv die Kombinationsfrequenzen $2\nu_1$, $2\nu_3$, $\nu_1 + \nu_3$ usw. Der Vergleich mit dem Experiment lehrt, daß aber bei CO_2 sowohl $2\nu_1$ (etwa $2{,}1\,\mu$) als auch $\nu_1 + \nu_3$ ($3{,}3\,\mu$) nachgewiesen wurde. Die Bande bei $1{,}66\,\mu$, früher als $2\nu_1 + \nu_2$ gedeutet, muß jetzt der Kombination $\nu_1 + 3\nu_2$ zugeschrieben werden. Die Abweichung von der Dennisonschen Regel, die auch schon von anderer Seite bemerkt wurde[3]), ist aber wegen der geringen Intensität dieser Frequenzen (erst bei 11 Atm. Druck und 1 m Schichtdicke beobachtet) nicht als erheblich zu betrachten. Bei CS_2 sind die beobachteten Frequenzen sämtlich im Einklang mit der Theorie.

2. XY_3-Gruppe (CO_3-Gruppe der Karbonate): Die ebene trigonale CO_3-Gruppe hat bekanntlich vier Grundschwingungen. Diesen können folgende Symmetrietypen zugeordnet werden (vgl. Dennison l. c. S. 338ff.):

a) ν_0 ($9\,\mu$), Symmetrietypus α, d. h. Eigenfunktion symmetrisch in bezug auf Vertauschung je zweier beliebiger O-Atome, inaktiv.

b) ν_3 ($11\,\mu$), Symmetrietypus β, d. h. Eigenfunktion antisymmetrisch in bezug auf Vertauschung je zweier beliebiger O-Atome, aktiv, elektrisches Moment schwingt senkrecht zur Dreiecksebene.

c) ν_1 ($7\,\mu$) und ν_2 ($14\,\mu$), Symmetrietypus (γ, δ), d. h. zu jeder Schwingung gehören zwei

1) Vgl. Cl. Schaefer und F. Matossi, Das ultrarote Spektrum, S. 228.
2) D. M. Dennison, Rev. of mod. Phys. **3**, 280, 1931.
3) Vgl. P. E. Martin und E. F. Barker, Phys. Rev. **41**, 291, 1932.

Eigenfunktionen, von denen eine symmetrisch, die andere antisymmetrisch in bezug auf Vertauschung zweier bestimmter O-Atome ist, aktiv, entartet, elektrisches Moment schwingt in der Dreiecksebene.

Nach Dennison lassen sich nun aus diesen Symmetrietypen die aller Kombinationsschwingungen derart ableiten, daß man die Typen der Komponenten der Schwingung miteinander nach gewissen Regeln „multipliziert". Diese Regeln lauten:

$$\alpha\alpha = \alpha, \quad \alpha\beta = \beta, \quad \beta\beta = \alpha;$$
$$\alpha(\gamma,\delta) = (\gamma,\delta), \quad \beta(\gamma,\delta) = (\delta,\gamma) = (\gamma,\delta),$$
$$(\gamma,\delta)(\gamma,\delta) = \alpha,\beta,(\gamma,\delta).$$

Z. B. besitzt $\nu_0 + \nu_3$ den Typus $\alpha\beta = \beta$, $\nu_1 + \nu_3$: $(\gamma, \delta)\,\beta = (\gamma, \delta)$. Wegen der Entartung von ν_1 und ν_2 sind hier noch Besonderheiten zu beachten; die Oberschwingungen dieser entarteten Frequenzen haben nämlich die Typen: $2\,\nu_1 = \alpha$, (γ, δ); $3\,\nu_1 = \alpha, \beta, (\gamma,\delta)$, so daß z. B. $2\,\nu_1 + \nu_3$ zu dem Typus $[\alpha, (\gamma, \delta)] \cdot \beta = \beta, (\gamma, \delta)$ gehört.

Die so errechneten Symmetrietypen der Kombinationsfrequenzen lassen sich prüfen an den schon seit langer Zeit vorliegenden Beobachtungen des Absorptionsspektrums des ordentlichen und des außerordentlichen Strahls in Kalkspat[1]). Nach der Theorie muß der Typus α inaktiv sein, β darf nur im außerordentlichen Strahl beobachtet werden, (γ, δ) nur im ordentlichen Strahl. Die Tabelle der Kombinationsfrequenzen in Kalkspat[2]), bei der bisher noch einige Unsicherheiten in der Zuordnung bestanden, läßt sich jetzt eindeutig festlegen und ist unten für den interessierenden Frequenzbereich wiedergegeben (Tab. I). Während fast alle Schwingungen nun im Einklang mit der Theorie eindeutig eingeordnet werden können, sind jedoch zu der Deutung zweier Absorptionsmaxima Bemerkungen zu machen. 1. Das Absorptionsmaximum bei 5,75 μ muß als $\nu_0 + \nu_1 - \nu_2$ gedeutet werden, wenn die Dennisonsche Regel zu Recht besteht. Die Deutung dieser relativ starken Kombinationsfrequenz als Differenzschwingung ist wenig befriedigend, jedoch sind andere Zuordnungen noch weniger wahrscheinlich ($2\,\nu_3 = 5{,}77\,\mu$ müßte inaktiv sein!). 2. Bei 6,3 μ ist eine intensive Kombinationsfrequenz sowohl im außerordentlichen Strahl als auch im ordentlichen Strahl beobachtet, die nur als $\nu_2 + \nu_3$ gedeutet werden kann, also nach dem oben Gesagten im außerordentlichen Strahl fehlen sollte. Bei der analogen Schwingung $\nu_1 + \nu_3$ ist eine Prüfung leider unmöglich, da hier mehrere Banden zusammenfallen, doch genügt die Bande bei 6,3 μ zur Feststellung der außerordentlichen Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment.

1) Cl. Schaefer, C. Bormuth und F. Matossi, Zeitschr. f. Phys. **39**, 648, 1926; F. Matossi, Zeitschr. f. Phys. **48**, 616, 1927.

2) Schaefer-Matossi, Das ultrarote Spektrum, S. 345.

Tabelle I.

Kombinationsfrequenzen des Kalkspats (von 3 μ bis 8 μ).

Grundfrequenzen: $\nu_0 = 9{,}10\,\mu$, $\nu_1 = 7{,}40\,\mu$, $\nu_2 = 14{,}0\mu$, $\nu_3 = 11{,}55\,\mu$. (Absorptionsmessungen.)

λ_{beob} (μ) o. Strahl	λ_{beob} (μ) a.o. Strahl	Kombination	λ_{ber}	Symmetrietypus	
3,47	—	$2\,\nu_1$	3,70	α, γ[1])	
3,93	—	$\nu_0 + \nu_1$	4,08	γ	
4,64	4,64	$\nu_1 + \nu_2$	4,84	α, β, γ	2. Ordnung
		$\nu_1 + \nu_3$	4,52	γ	
—	5,10[2])	$\nu_0 + \nu_3$	5,08	β	
5,54	—	$\nu_0 + \nu_2$	5,52	γ	
6,30	6,30	$\nu_2 + \nu_3$	6,33	γ!	
3,10	3,10[2])	$\nu_0 + \nu_1 + \nu_2$	3,16	α, β, γ	
—	3,25	$2\,\nu_0 + \nu_3$	3,26	β	
[3])	3,55	$\nu_1 + \nu_2 + \nu_3$	3,42	α, β, γ	3. Ordnung
		$\nu_0 + 2\,\nu_2$	3,60		
—	3,71	$3\,\nu_3$	3,85	β	
[3])	4,16	$\nu_3 + 2\,\nu_2$	4,37	β, γ	
		$\nu_0 + 2\,\nu_2$	3,96	α, β, γ	
4,64	4,64	$3\,\nu_2$	4,66	α, β, γ	
5,15[2])	5,10[2])	$2\,\nu_1 - \nu_2$	5,04	α, β, γ	
5,70[2])	5,75	$\nu_0 + \nu_1 - \nu_2$	5,76	α, β, γ	
—	7,60	$2\,\nu_0 - \nu_3$	7,50	β	

Die Ursache dieser Diskrepanz ist nun entweder darin zu suchen, daß das Störungspotential keine trigonale Symmetrie besitzt oder die CO_3-Gruppe selbst asymmetrisch gebaut ist. Letzteres ist sowohl aus Ultrarotmessungen[4]) als auch aus dem Ramaneffekt[5]) schon früher gefordert worden. In diesem Zusammenhang sei daher erwähnt, daß Placzek kürzlich eine Theorie der Polarisation der Ramanstrahlung in Kristallen entwickelt hat, deren Resultate bezüglich Kalkspat er mir freundlicherweise mitgeteilt

Tabelle II.

		Optische Achse des Kristalls parallel		
		x	y	z
ϱ_{beob}	9 μ	0	< 1	> 1
	7 μ, 14 μ	0	< 1	> 1
ϱ_{theor}	9 μ	0	0	0
	7 μ, 14 μ	$\ll 1$	1	> 1

x = Einstrahlungsrichtung,
y = Beobachtungsrichtung.

1) Statt $(\gamma\delta)$ ist der Einfachheit halber nur γ eingesetzt worden.

2) Sehr schwache Absorption.

3) Verdeckt durch stärkere Kombinationen.

4) Cl. Schaefer, F. Matossi und F. Dane, Zeitschr. f. Phys. **45**, 493, 1927.

5) F. Matossi, Zeitschr. f. Phys. **64**, 34, 1930.

hat[1]). Aus seinen Auswahlregeln habe ich den Depolarisationsgrad ϱ berechnet. Wie die Tab. II zeigt, entspricht die Theorie für 7 μ und 14 μ unseren Beobachtungen ausgezeichnet. Für die 9 μ-Linie besteht jedoch dieselbe Diskrepanz wie bei den früher benutzten Theorien. Da die 9 μ-Schwingung die total symmetrische ist (s. o.), ist sie auch auf Abweichungen von der Symmetrie sehr empfindlich; bei Annahme der gleichschenkeligen Struktur der CO_3-Gruppe kann man tatsächlich auf dieselbe Weise wie früher (Zeitschr. f. Phys. **44**, l. c.) die Diskrepanz zum Verschwinden bringen, ohne daß die Übereinstimmung bei 7 μ und 14 μ verloren geht.

1) Auch an dieser Stelle danke ich Herrn Placzek herzlich für die Mitteilung seiner Ergebnisse.

Physikalisches Institut der Universität Breslau, Januar 1933.

F. Simon (Breslau), Über neue Verfahren zur Erzeugung extrem tiefer Temperaturen. (Mit Demonstrationen.)

Es wurde zunächst über ein neues, sehr einfaches Verfahren zur Helium-Verflüssigung mit äußerer Arbeitsleistung berichtet, das folgendermaßen arbeitet: Ein kleines mit Helium von etwa 100 Atm. Druck gefülltes Gefäß wird mit Hilfe von festem Wasserstoff auf etwa 11° abs. abgekühlt. Dann isoliert man dieses Gefäß thermisch von der Umgebung und läßt nun das komprimierte Helium entweder durch das Zuführungsrohr oder (zur Erreichung eines größeren Wirkungsgrades) unter Zwischenschaltung einer im Gefäß angebrachten Düse entweichen. Dabei leistet das in dem Gefäß eingeschlossene Helium Arbeit, und die Temperatur sinkt — noch verstärkt infolge der gegen die inneren Kräfte geleisteten Arbeit — so weit ab, daß ein sehr beträchtlicher Bruchteil des komprimierten Helium als Flüssigkeit zurückbleibt. Unter den obigen Bedingungen z. B. ist das Gefäß — ohne Zwischenschaltung einer Düse — nach der Entspannung zu etwa 60 Proz. mit flüssigem Helium gefüllt. Eine vorläufige Mitteilung über dieses Verfahren ist bereits[1]) erschienen, eine ausführliche Veröffentlichung erfolgt demnächst an anderer Stelle.

Das Verfahren läßt sich sehr leicht für Demonstrationen verwenden. Es wurden Versuche im Hörsaal mit einem kleinen transportablen Apparat vorgeführt. An einem direkt anzeigenden Gasthermometer konnten die erreichten Temperaturen vom Auditorium abgelesen werden.

1) F. Simon, Zeitschr. f. ges. Kälteindustrie **39**, 89, 1932.

Folgende Versuche wurden vorgeführt:

1. Auftreten der Supraleitfähigkeit bei Blei (7,2° abs.) und Zinn (3,7° abs.). Der Abfall der Spannung an einem stromdurchflossenen Bleibzw. Zinndraht auf Null wurde durch ein Galvanometer mit Lichtzeigerablesung kenntlich gemacht.

2. Aufhebung der Supraleitfähigkeit von Zinn durch ein Magnetfeld und Abhängigkeit des magnetischen Schwellenwertes von der Temperatur.

3. Erzeugung eines Dauerstromes in einem Bleiring von etwa 4 cm Durchmesser und 4 mm Dicke durch ein außen angebrachtes Solenoid. Die Existenz dieses Dauerstromes von etwa 400 A wurde durch Vorbeibewegen einer Magnetnadel, die starke Ablenkungen erfuhr, gezeigt. Seine Unveränderlichkeit wurde dadurch bewiesen, daß eine außen im Felde des Dauerstromes in definierter Weise bewegte Probespule am Galvanometer stets den gleichen ballistischen Ausschlag hervorrief.

Der Vortrag befaßte sich weiter mit den Möglichkeiten, die Temperatur wesentlich tiefer zu senken, als es mit der Verdampfung von flüssigem Helium durchführbar ist (tiefste so erreichte Temperatur etwa 0,7° abs., Keesom 1932). Der bekannte Vorschlag von Debye und Giauque, durch Entmagnetisierung des Gadoliniumsulfats zu tiefen Temperaturen zu gelangen, wird besprochen. Messungen der spezifischen Wärme des Gadoliniumsulfats von Kürti[1]) zeigen im Gebiet des flüssigen Heliums einen außerordentlich starken Anstieg mit fallender Temperatur, der von der Aufspaltung des achtfach entarteten Grundterms des Gadolinium-Ions herrührt. Daraus folgt, daß die Verhältnisse wesentlich ungünstiger liegen, als Giauque es vorausberechnet hatte. Immerhin erscheint es möglich, durch Verwendung sehr starker Felder Temperaturen bis etwa 0,1° abs. zu erreichen.

Schließlich wird auf einen Vorschlag des Vortragenden, die Temperatur durch adiabatische Ausdehnung kondensierter Körper zu senken, eingegangen, den er zuerst im Januar 1932 in Berkeley vorgetragen hatte. Es läßt sich voraussehen, daß man recht beträchtliche Temperaturänderungen erzielen kann, wenn man als Arbeitsmedium eine sehr niedrig siedende Substanz verwendet, die infolge ihrer hohen Kompressibilität große Volumenänderungen zulassen. Der Wirkungsgrad (relative Temperaturänderung durch relative Volumenänderung) dieses Verfahrens bleibt, wie aus der Theorie der Zustandsgleichung der Kondensate folgt, für alle Temperaturen der gleiche.

1) Ausführliche Mitteilung erscheint demnächst in Zeitschr. phys. Chem., Abt. B. Siehe auch Kürti und Simon, Naturw. 1933.

Als technisch am leichtesten durchführbar wird die Verwendung von flüssigem Helium vorgeschlagen, das bekanntlich bei Drucken kleiner als 25 Atm. auch bis zu den tiefsten Temperaturen in diesem Aggregatzustande verbleibt. Versuche von Kaischew, über die demnächst in der Zeitschrift für physikalische Chemie berichtet werden wird, zeigen die Eignung des flüssigen Heliums für diese Zwecke. Da jede einzelne Entspannung im Druckbereich von 25—0 Atm. eine Temperaturerniedrigung von rund 30 Proz. ergibt, müssen eine Reihe derartiger Entspannungen hintereinander geschaltet werden. Am einfachsten wird sich dies durch einen Kreislauf von flüssigem Helium erreichen lassen, bei dem das flüssige Helium bei der niedrigsten Ausgangstemperatur durch eine Kompressionsvorrichtung auf etwa 25 Atm. komprimiert und in einer ähnlich gebauten, in Vakuum aufgehängten Vorrichtung unter Leistung äußerer Arbeit entspannt wird. Hoch- und Niederdruckleitung sind zu einem Gegenströmer vereinigt, so daß das in den Entspannungsapparat eintretende Helium von dem entspannten vorgekühlt wird und die Temperatur solange absinkt, wie es die nicht vermeidbaren Wärmezufuhren gestatten. Die dazu benötigten Kompressionseinrichtungen lassen sich mit Hilfe metallischer Wellrohre verwirklichen. Eine ausführliche Veröffentlichung hierüber erscheint demnächst in der Zeitschrift für Physik. Versuche zur Ausführung des Verfahrens sind im Gange.

Während des Vortrages (etwa $^3/_4$ Stunden) lief der Dauerstrom weiter, wobei die Temperatur auf etwa 1,6° abs. gehalten wurde. Am Ende des Vortrages wurde mit Hilfe der Probespule wiederum gezeigt, daß der Dauerstrom seine Intensität unverändert beibehalten hatte. Dann wurde der Apparat erwärmt; die dabei eintretende Aufhebung des Dauerstromes war an der Richtungsänderung der neben dem Apparat aufgestellten Magnetnadel zu erkennen[1]).

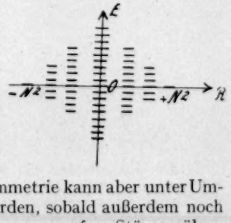
Dem Vortrag schloß sich eine Besichtigung der Luft-, Wasserstoff- und Heliumverflüssigungsanlagen des Physikalisch-chemischen Institutes der Technischen Hochschule zu Breslau an.

H. Ludloff und G. Reymann (Breslau), Über die Rolle des Elektronen-Bahnimpulses in ferromagnetischen Gittern.

Neuere Messungen des Einstein-de-Haas-Effektes an Ferromagnetika haben das Ergebnis gehabt, daß sich für das Verhältnis von magnetischem zu mechanischem Moment der Elementarmagnete ein von $g = 2$ wesentlich abweichendes Resultat ergab, z. B. für Pyrothin $g = 0{,}5$. Hieraus ergibt sich die Notwendigkeit, die Energieverteilung ferromagnetischer Gitter zu studieren, deren Atome neben einem spin auch einen Bahnimpuls besitzen. — Betrachtet man als einfaches Modell ein quadratisches Flächengitter aus N^2-Atomen, deren jedes doppelte Richtungsentartung besitzt, und berechnet die Eigenwertaufspaltung erster Näherung, indem man die Wechselwirkung benachbarter Atome als Störung einführt, so ergibt sich dafür angenähert ein Zerfall der Eigenwertgesamtheit in Eigenwertsysteme mit vorgegebenem ϱ, deren Eigenwerte sich schreiben lassen in der Form:

$$\varepsilon = 2I \cdot \sum_{\lambda=1}^{\varrho} \left(\cos \frac{2\pi}{N} t_\lambda + \cos \frac{2\pi}{N} \cdot u_\lambda \right);$$

hier bedeutet I das Resonanzintegral und (t_λ, u_λ) alle möglichen Zahlenpaare aus der Reihe $1, 2 \ldots N$, wobei jedoch unter der Summe niemals zwei gleiche Paare auftreten dürfen. Die Zahl ϱ durchläuft alle Werte von $0 \ldots N^2$. Für die Eigenwerte mit vorgegebenen ϱ nimmt der resultierende Gitterimpuls Werte zwischen -2ϱ und $+2\varrho$ für $\varrho \leq \frac{N^2}{2}$ $\left(\text{bzw. zwischen } 2(N^2 - \varrho) \text{ und } 2(\varrho - N^2) \text{ für } \varrho \geq \frac{N^2}{2}\right)$ an. Der niedrigste Eigenwert wird für $\varrho = \frac{N^2}{2}$ erhalten; er ist von der Größenordnung $\varepsilon = -2N^2 \cdot J$ und nicht entartet. Die angegebene Energieverteilung ist symmetrisch zur Achse $\varepsilon = 0$ (s. Figur). Da nun die Verteilung der Impulse über die einzelnen Gitterzustände eine ähnliche Symmetrie aufweist, verschwindet der Gesamtimpuls im Mittel. Diese Symmetrie kann aber unter Umständen zerstört werden, sobald außerdem noch die durch den spin hervorgerufene Störung überlagert wird.



[1]) Anmerkung bei der Korrektur: Ein mit diesem (bis auf den Ring für die Dauerströme) identischer Apparat wurde Herrn F. A. Lindemann in Oxford auf seine Bitte überlassen und durch meinen Mitarbeiter, Herrn Dr. Mendelssohn, in Oxford aufgebaut und in Betrieb gesetzt. Auf diesen Apparat bezieht sich die inzwischen erschienene Veröffentlichung der Herren Lindemann und Keeley in der „Nature" (**131**, 191, 1933), in der einige Unklarheiten enthalten sind. Eine genauere Beschreibung des ganzen Verfahrens und dieser Apparate wird demnächst in den „Naturwissenschaften" gebracht werden (s. auch Simon und Ahlberg, Zeitschr. f. Phys. im Druck).

Eine Beschreibung des von Herrn Lindemann in der gleichen Veröffentlichung angeführten, von mir konstruierten Wasserstoffverflüssigers wird demnächst in der „Zeitschrift für Physik" erfolgen.

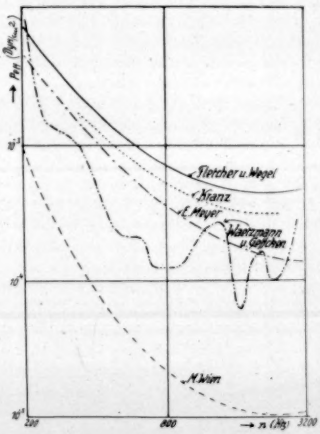
Infolgedessen ergibt sich das Resultat, daß im allgemeinen der resultierende Bahnimpuls im Gitter verschwindet; daher ist meistens $g = 2$ zu erwarten. Bei gewissen Kopplungsfällen aber, die vom Gittertypus abhängen, kann infolge der durch den spin hervorgerufenen Zerstörung der Eigenwertsymmetrie um die $\varepsilon = 0$-Achse ein von Null verschiedener resultierender Bahnimpuls vorkommen, der sich dann als zusätzliches magnetisches Moment bemerkbar macht und einen von 2 verschiedenen g-Faktor zur Folge hat.

E. Waetzmann und W. Geffcken (Breslau), Bestimmung des Schalldruckes an der Grenze der Hörempfindung mit Thermophonen.

Die Druckschwelle der Hörempfindung, d. h. die Größe des Schalldruckes, bei dem eben noch eine Tonempfindung zustande kommt, ist für die meisten Hörfrequenzen sehr klein. Wir haben umfangreiche Messungen von Schwellendrucken mit Thermophonen, deren wichtigsten Vorzüge für diese Untersuchung die folgenden sind, angestellt: 1. Der bei dichtem Abschluß am Ohr erzeugte Schalldruck kann aus den Betriebsdaten und aus wenigen mit einfachen Mitteln ausführbaren Eichungen exakt errechnet werden[1]). 2. Der elektroakustische Wirkungsgrad ist sehr gering, so daß auch an der Hörschwelle noch relativ starke Ströme benutzt werden; infolgedessen können induktive und kapazitive Störströme leicht so klein gehalten werden, daß sie akustisch nicht mehr wirksam sind. 3. Die Thermophone besitzen kein mechanisches Schwingungssystem, ihre Frequenzcharakteristiken zeigen einen völlig regelmäßigen Verlauf.

Die Messungen erstreckten sich über den Frequenzbereich von 250—2500 Hertz, und wurden an beiden Ohren von 10 Versuchspersonen durchgeführt. In der folgenden Figur ist eine Schwellendruckkurve, die als typisch gelten kann, in Vergleich gesetzt zu den entsprechenden Kurven einiger anderer Verfasser. Die von uns gefundenen Werte liegen im Mittel etwas tiefer als die von E. Meyer, während die Schwellendruckkurven von Fletcher und Wegel sowie Kranz, und erst recht die von M. Wien, stärker abweichen.

Allen von uns aufgenommenen Kurven sind gewisse Eigentümlichkeiten gemeinsam: Der steile Abstieg in dem Gebiet von den tiefsten Frequenzen bis etwa 1000 Hertz und die starken Schwankungen bei flacherem Gesamtverlauf in den höheren Lagen. In diesem charakteristischen Verhalten spiegeln sich offenbar grundsätzliche Eigenheiten des Ohres wieder, auf die bei der Bestimmung der mechanischen Impedanz des Trommelfells bereits Tröger[1]) gestoßen ist. Nach Tröger besitzt das Trommelfell gegenüber den tiefsten Frequenzen eine hohe Steifigkeit, die bei anwachsender Tonhöhe mehr und mehr nachläßt; schließlich findet eine Anpassung an die Schallhärte der Luft für freie Schallausbreitung statt. Das erste Minimum unserer Schwellendruckkurven könnte vielleicht mit der optimalen



Anpassung zusammenfallen, während die dann folgenden Maxima und Minima wohl in irgendeinem Zusammenhange mit Resonanzerscheinungen im Trommelfell-Mittelohrapparat stehen dürften.

Die Empfindlichkeit des Ohres kann auch in prinzipiell anderer Weise durch Bestimmung des sekundlich in das Ohr eintretenden Energiestromes charakterisiert werden. Eine Methode zur direkten Bestimmung dieser Größe wurde von W. Hahnemann und H. Hecht[2]) angegeben und von E. Waetzmann und H. Heisig[3]) ausgebaut und vervollkommnet. Es sind nun vielfach Schwellenwerte vom Druckmaß $\left(\frac{\text{Dyn}}{\text{cm}^2}\right)$ in das Energiemaß $\left(\frac{\text{Erg}}{\text{cm}^2\,\text{sec}}\right)$ und um-

1) Die Einzelheiten der Meßmethode und die rechnerische Auswertung der Versuchsergebnisse auf Grund einer verbesserten Theorie sind von W. Geffcken und K. Keibs in einer in den Annalen der Physik (5) **16**, 404, 1933 erschienenen Abhandlung dargelegt worden.

1) Tröger, Physik. Zeitschr. **31**, 26, 1930.

2) W. Hahnemann und H. Hecht, Ann. d. Phys. (4) **60**, 454, 1919.

3) E. Waetzmann und H. Heisig, Ann. d. Phys. (5) **9**, 921, 1931.

gekehrt umgerechnet worden unter der — stillschweigenden — Voraussetzung, daß der Schall aus dem Schallgeber in das Ohr als rein fortschreitende ebene Welle gelangt. Von Tröger wurde gezeigt, daß die Impedanz des Ohres für gewisse Frequenzen zwar angenähert gleich dem Scheinwiderstand einer reflexionslosen Luftleitung sein kann, daß dies aber durchaus nicht für alle Frequenzen zutrifft. Bei der Umrechnung von dem einen Schwellenmaß in das andere ist auf jeden Fall die Impedanz des Trommelfells für den betreffenden Ton heranzuziehen. Wir sind augenblicklich damit beschäftigt, Impedanzmessungen an den gleichen Versuchspersonen vorzunehmen, für die die Schwellendrucke bestimmt wurden, um damit die Grundlage für eine einwandfreie Umrechnung zu gewinnen.

E. Waetzmann (Breslau), Akustischer Demonstrationsversuch.

Die im Folgenden beschriebene apparative Anordnung ist in ihren Einzelheiten bekannt. Trotzdem scheint eine Beschreibung nicht überflüssig zu sein, weil die Apparatur im ganzen genommen sehr vielseitige Anwendungsmöglichkeiten bietet, und weil die Herren Kollegen den Versuchen großes Interesse entgegenbrachten. Es handelt sich darum, Töne, Akkorde, Schwebungen, Klänge, Kombinationstöne, Vokale usw. gleichzeitig hörbar und sichtbar zu machen und sie dabei gleichzeitig sowohl für das Ohr wie auch für das Auge bis zu einem gewissen Grade zu analysieren. Die Sichtbarmachung von Klangkurven mit Hilfe von Lichtzeiger und rotierendem Spiegel ist altbekannt und in größerem Maßstabe erstmalig wohl von Lummer und Waetzmann[1]) für Demonstrationszwecke ausgebaut worden. Die Hörbarmachung beliebiger Klänge bietet keine Schwierigkeiten mehr, seitdem Verstärker und Lautsprecher bekannt sind. Den Auf- und Abbau von Klängen, namentlich von Vokalen, aus den einzelnen Teiltönen hat K. W. Wagner in sehr schöner Weise dadurch hörbar gemacht, daß er zwischen Klangquelle und Lautsprecher geeignet gebaute Siebketten einschaltet[2]).

Wir kombinieren die akustischen und optischen Vorrichtungen sowie eine Siebkette und kommen zu der Anordnung nach Fig. 1. In einem Zimmer außerhalb des Hörsaales befindet sich das Aufnahmemikrophon M, das an einem Verstärker V liegt. Als Mikrophon benutze ich vielfach ein Siemens-Stabmikrophon Type ELM 42 und als Verstärker einen Siemens-4-Watt-Verstärker, Type Ela vers. 1006a. Zur Demonstration von Tönen, Schwebungen, von verstimmten und unverstimmten Akkorden sowie von Kombinationstönen werden in der Regel Stimmgabeln auf Resonanzkästen als Tonquellen benutzt. Zur Herstellung komplizierterer Klänge wird ein Grammophon vor dem Mikrophon M aufgestellt oder noch besser mittels elektrischer Schalldose an den Verstärker V angeschaltet. Bei den Vokaluntersuchungen wird die Note, auf denen der Vokal angegeben wird, mit einer Stimmgabel kontrolliert. Von dem Ende des Verstärkers führt die Anschlußleitung in den Hörsaal an die Siebkette S, die man sich leicht selbst herstellen kann. Ich benutze in der Regel einen siebenstufigen sogenannten Stromreiniger von Siemens, Type Rel. ltg. 82e; das ist ein Tieftondurchlasser, der sukzessive die Frequenzen bis 300, 500, 700, 1000 1700 usw. Hertz durchzulassen bzw. — bei umgekehrter Reihenfolge, von oben her gezählt — abzuschneiden gestattet. An den Ausgang von S sind über das Potentiometer U der elektromagnetische Lautsprecher L und das Telephon T parallel zueinander angeschaltet. Das Telephon trägt einen mit seiner Membran gekoppelten Spiegel, auf den der durch die optische Anordnung O erzeugte Lichtzeiger fällt. Das reflektierte Strahlenbündel wird auf den rotierenden Spiegel R und von dort auf einen 13 m langen und $1^1/_2$ m breiten Leinwandstreifen geworfen, der längs der einen Seitenwand des Hörsaals ausgespannt ist. Als Lichtquelle dient eine Zeiss-Projektionsbogenlampe auf optischer Schiene. Zur Erzielung einer ausreichenden Flächenhelle wird als positiver Pol eine 6-mm-ø-Homogenkohle benutzt und die Lampe mit 12—14 Amp. belastet. Auf der optischen Schiene ist vor der Lampe ein asphärischer Kondensor, eine Blende mit 2-mm-ø-Öffnung, ein achromatisches Projektionsobjektiv $f = 40$ cm und das mit dem Spiegel versehene Telephon aufgesetzt. Der rotierende Spiegel R wurde in

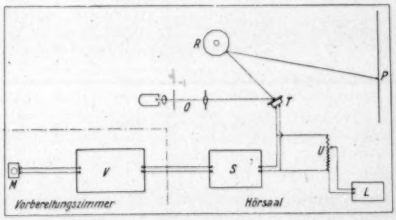


Fig. 1.

[1]) O. Lummer und E. Waetzmann, Physik. Zeitschr. **12**, 1135, 1911.
[2]) K. W. Wagner, ETZ **45**, 451, 1924.

der Institutswerkstatt hergestellt. Die zwölfflächige Walze trägt 12 entsprechende, am besten oberflächenversilberte Planspiegel von 4×6 cm Größe, die sehr sorgfältig zur optischen Achse justiert sind. Die vertikal rotierende Spiegelwalze wird mittels eines Kegelradgetriebes durch einen horizontal angeordneten $^1/_5$ PS-Motor angetrieben, in dessen Feld ein Regler liegt, um die Rotationsgeschwindigkeit variieren zu können. Die ganze Anordnung ist auf einem Eichenbrett montiert, wobei auf möglichst geräuschloses Laufen besonderer Wert gelegt wurde. Der Lichtweg zwischen Lichtquelle und Telephon beträgt 105 cm, zwischen T und R 45 cm, und von R bis P 9 $^1/_2$ m. Besonders wichtig und besonders schwierig war die Herstellung eines geeigneten Telephons[1]), das auch die hohen Frequenzen in genügender Stärke wiedergibt und möglichst naturgetreu arbeitet. Fig. 2 zeigt die Konstruktionszeichnung. Die untere Kapsel K_1 enthält

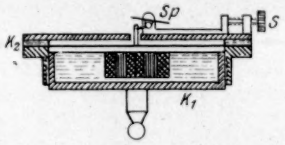


Fig. 2.

das Magnetsystem und ist mit Pertinax ausgefüllt, so daß eine ebene Fläche in Höhe der Magnetpole entsteht. Auf K_1 schraubt sich durch ein feingängiges Gewinde die Kapsel K_2 auf, in der die Membran gespannt ist. Die Membran hat einen Durchmesser von 80 mm und ist 0,25 mm stark. Durch das Schraubengewinde kann der Abstand zwischen Membran und Magnetebene und damit die Höhe des dazwischenliegenden Luftpolsters variiert werden. Auch auf der anderen Seite ist die Membran durch ein Luftpolster, das von einer festen Messingplatte begrenzt wird und dessen Höhe durch einen dazwischengelegten Filzring festgelegt ist, abgeschlossen. Durch systematisches Probieren wurde die günstigste Höhe der Luftpolster ermittelt. In der Mitte trägt die Membran einen kleinen Stift, der am oberen Ende eingekerbt ist. In diese Kerbe greift die Schneide, die mit der Spiegelachse fest verbunden ist. Möglichst dicht auf der Achse ist der sehr leichte Spiegel festgekittet und zwischen zwei harten Spitzen gelagert. Es wurde darauf gesehen, daß die ganze Spiegelanordnung eine möglichst geringe Zusatzmasse ergab. Um einen guten Kontakt des Schneidenlagers zu gewährleisten, ist noch eine seitliche Mikrometerschraube S angebracht, die die Einstellung der Spiegelschneide zu der Kerbe des Membranbolzens reguliert. Die Befestigung des ganzen Telephons auf der optischen Schiene erfolgt über ein an der Kapsel K_1 angebrachtes Kugelgelenk durch einen normalen Reiteraufsatz.

Es ist absichtlich auch auf die Einzelheiten der gesamten Apparatur näher eingegangen worden, weil schon kleine Fehler oder auch nur Ungeschicklichkeiten in der Anordnung sehr störend wirken können. Besonders sei noch darauf hingewiesen, daß beim Abbau eines Klanges, z. B. des Vokales A, sich nicht nur der Klangcharakter, sondern auch die Intensität ändert. Werden von einem A die einzelnen Teiltöne — mit den höchsten beginnend — sukzessive abgeschnitten, so behält der Klang nicht seinen A-Charakter bei, sondern geht über O und verschiedene andere Zwischenstufen in U über. Das hört man nicht nur ausgezeichnet an dem Lautsprecher, sondern sieht es gleichzeitig an der Klangkurve, die sukzessive von einer das A darstellenden komplizierten Kurve in eine Sinuskurve übergeht. Dabei wird gleichzeitig die Klangempfindung für das Ohr immer schwächer und die vom Auge beobachtete mittlere Amplitude der Klangkurve immer kleiner.

Breslau, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule, Januar 1933.

1) Die Konstruktion wurde im hiesigen Institut von Herrn Dipl.-Ing. G. Klatt mit großem Verständnis und gutem Erfolge durchgeführt.

E. Englert und K. Schuster (München), Die magnetische Widerstandsänderung eines Wismutdrahtes.

Es wurde gezeigt, daß die magnetische Widerstandsänderung eines Wismutdrahtes für hochfrequente Wechselströme bis hinauf zu $3 \cdot 10^8$ Hertz (1 m Wellenlänge) die gleiche ist wie für Gleichstrom. Zur Messung des Wismutwiderstandes diente im wesentlichen die Methode, die Strutt[1]) zur Bestimmung der Permeabilität von ferromagnetischen Stoffen bei Hochfrequenz benutzt hat. Der Wismutdraht liegt in Reihe mit einem Platindraht. Die Wärmeentwicklung in jedem Draht bei Stromdurchgang wird mit je einem Thermoelement gemessen. Aus dem Widerstandsverhältnis der Drähte mit Feld und ohne Feld ergibt sich dann die gesuchte magnetische Widerstandsänderung des Wismuts.

1) M. J. O. Strutt, Zeitschr. f. Phys. 68, 632, 1931.

H. Murmann (Breslau), Die optischen und elektrischen Konstanten dünner Metallschichten.

Über den wesentlichen Teil des Referates ist inzwischen ausführlich in der Zeitschrift für Physik **80**, 161, 1933, berichtet worden.

W. Geffcken und L. Keibs (Breslau), Das Thermophon und seine Verwendung als akustisches Meßinstrument.

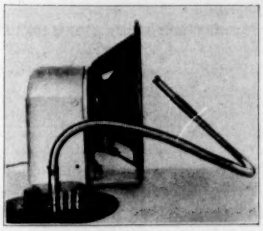
Die Theorie des Thermophons von Wente[1]) wird einer Überprüfung unterzogen. Es ergibt sich, daß die Formeln zur Berechnung des Schalldrucks im Hohlraum des Instrumentes ihre strenge Gültigkeit verlieren, sobald die Temperatur des Leiters wesentlich über der Raumtemperatur liegt. Auf Grund von Vorstellungen, die Langmuir[2]) über die thermischen Ausgleichsvorgänge frei gespannter, elektrisch geheizter Folien und Drähte entwickelt hat, wird die Theorie von Wente umgestaltet. Theoretische und experimentelle Ergebnisse zeigen, daß für exakte Meßzwecke dem Drahtthermophon gegenüber dem Folienthermophon unbedingt der Vorzug zu geben ist.

Die ausführliche Abhandlung ist in den Annalen der Physik (5) **16**, 404, 1933 erschienen.

1) E. C. Wente, Phys. Rev. **19** [2], 333, 1922.
2) J. Langmuir, Phys. Rev. **34** [1], 401, 1912.

W. Geffcken (Breslau), Ein neues Kompensationsmikrophon.

Das kürzlich beschriebene „Kompensationsmikrophon sehr kleiner Dimensionierung"[1]) wurde konstruktiv so umgestaltet, daß es für Messungen im freien Schallfeld in besonders einfacher und günstiger Weise zu gebrauchen ist. Die Mikrophon-„Patrone", an deren Stirnseite die schallaufnehmende Membran sich befindet, ist an das eine Ende eines Spiralschlauches montiert, dessen anderes Ende in einen schweren Sockel mündet (Figur). Mit Hilfe dieser Anordnung kann das Instrument nach Art der Spiralschlauchlampen mit einem Griff in jede räumliche Lage gebracht werden; es wird infolgedessen eine bequeme Ausmessung von Schallfeldern nach Amplitude und Phase bei weitestgehender Vermeidung von Feldverzerrungen durch das Mikro-



phon und die Hilfsteile der Mikrophonhalterung ermöglicht.

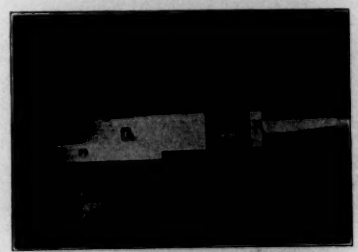
1) W. Geffcken, Ein Kompensationsmikrophon sehr kleiner Dimensionierung. E. N. T. 10; [1], S. 39, 1933.

K. Bücks (Breslau), Einige Beobachtungen am Schallfeld von Piezoquarzen.

Durch mikroskopische Messungen gelang es, den Absolutwert und die Verteilung der Amplitude schwingender Quarze längs deren Stirnflächenkanten zu bestimmen. Es wurden Beispiele solcher Meßreihen für einen 90° Quarz und für einen 71° Quarz gezeigt.

Das Schallfeld schwingender Piezoquarze konnte durch die Kühlwirkung an geheizten sehr kurzen (etwa 1 mm lang) Wollastondrähten ausgemessen werden.

An Hand einiger Lichtbilder wurde ein in stehenden Ultraschallwellen auftretender Effekt gezeigt. Einer Stirnfläche des schwingenden Quarzes Q ($n = 90000$ Hz.) wurde im Abstande



einiger Halbwellenlängen ein Reflektor R gegenübergesetzt. In den Geschwindigkeitsbäuchen der so erzeugten stehenden Welle halten sich Flüssigkeitstropfen (z. B. Alkohol) infolge der auftretenden ponderomotorischen Kräfte schwebend (Figur).

(Ein ausführlicher Bericht erscheint demnächst).

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Der Faraday-Effekt in paramagnetischen Lösungen.

Von C. J. Gorter.

§ 1.

Besonders nach den bekannten Untersuchungen von Jean Becquerel und de Haas[1], welche bei tiefen Temperaturen einen einfachen Zusammenhang zwischen der magnetischen Drehung der Polarisationsebene und paramagnetischen Erscheinungen erkennen ließen, ist das Interesse für diesen längst bekannten Faraday-Effekt wieder erwacht, so daß er in den letzten Jahren wieder Gegenstand mehrerer experimenteller und theoretischer[2] Untersuchungen gewesen ist.

Becquerel und de Haas und unabhängig von ihnen (schon vorher) Ladenburg[3] haben zwischen einer positiven „diamagnetischen" Drehung der Polarisationsebene und einer „paramagnetischen" Drehung, welche mit der Boltzmann-Verteilung über die Zeeman-Komponenten eines magnetischen Grundniveaus zusammenhängt, und welche beide Vorzeichen haben kann, unterschieden.

Serber[4] hat in letzterer Zeit gezeigt, daß man noch eine dritte Art magnetischer Drehungen angeben kann, welche, wie die diamagnetische Drehung, an sich unabhängig von der Temperatur ist, aber im Gegensatz zu dieser verschiedene Vorzeichen haben kann; diese Drehung hängt, wie der Van Vleck sche temperaturunabhängige Paramagnetismus, mit den Nichtdiagonalelementen der Matrix des magnetischen Momentes zusammen.

Serbers Betrachtungen beziehen sich auf den Fall, daß die Energieniveaus der Moleküle sich in derartigen Gruppen verteilen, daß die Energiedifferenzen $E_R - E_S = h\nu(r, s)$ innerhalb einer Gruppe klein sind gegen $h\nu$ und gegen $(h\nu - E_R)$, während kT groß ist gegenüber den Energiedifferenzen in der niedrigsten Niveaugruppe (n) und klein gegen die Energiedifferenzen zwischen dieser und der nächsthöheren Gruppe.

Die Verdet-Konstante, welche die Drehung pro cm pro Gauss angibt, wird in diesem Fall gegeben durch[1]:

$$v = N\Sigma \left| \frac{\nu^2 A(n', n)}{(\nu^2(n', n) - \nu^2)^2} + \frac{\nu^2 B(n', n)}{\nu^2(n', n) - \nu^2} + \frac{\nu^2 C(n', n)}{T(\nu^2(n', n) - \nu^2)} \right| \quad (1)$$

wo N die Anzahl der Moleküle in cm³ angibt.

Man findet also im Term mit A die diamagnetische Drehung zurück; sie hat immer das positive Vorzeichen und ist bei Annäherung an eine Absorptionslinie dem Quadrat von $(\nu^2(n', n) - \nu^2)$ umgekehrt proportional. Der Term mit C gibt die paramagnetische Drehung, diese kann sowohl negativ als positiv sein und ist der absoluten Temperatur und $(\nu^2(n', n) - \nu)$ umgekehrt proportional. Der Term mit B ist, wie der A-Term, an sich temperaturunabhängig und wie der C-Term umgekehrt proportional $(\nu^2(n', n) - \nu^2)$. B und C können sowohl positiv als auch negativ sein.

Für diamagnetische Substanzen ist $C = 0$ und der B-Term meistens positiv oder klein, so daß man im allgemeinen positive Drehungen erhält[2].

In paramagnetischen Substanzen können a priori außer den A-Termen sowohl B- wie C-Terme auftreten; nur das Studium der Temperaturabhängigkeit kann zwischen diesen Möglichkeiten entscheiden. Bei sehr tiefen Temperaturen überwiegen in manchen paramagnetischen Substanzen die C-Terme. Wenn bei diesen Temperaturen kT nicht mehr groß ist gegen die magnetische Aufspaltung des Grundniveaus, kann man oft sehr schön die paramagnetische Sättigung studieren[3], denn wenn das Grundniveau ohne Magnetfeld zweifach entartet ist, fällt die Drehung einfach proportional mit der Magnetisierung aus[4].

1) Jean Becquerel u. W. J. de Haas, Comm. Leiden 193a, 199a, 199b, 204a, 211b, 211c.

2) R. de L. Kronig, Zeitschr. f. Phys. **45**, 458 u. 508, 1927; R. Ladenburg, Zeitschr. f. Phys. **46**, 168, 1927; H. A. Kramers, Comm. Leiden 68b und Proc. Amst. **33**, 959, 1930; L. Rosenfeld, Zeitschr. f. Phys. **57**, 835, 1930; R. Serber, Phys. Rev. **41**, 489, 1932.

3) R. Ladenburg, Zeitschr. f. Phys. **30**, 898 1925.

4) l. c.

1) Wenn der Brechungsexponent n von 1 merklich verschieden ist, muß man noch mit $\frac{(n+2)^2}{9n}$ multiplizieren.

2) Die negative Drehung des $TiCl_4$ soll negativen B-Termen zuzuschreiben sein.

3) Jean Becquerel u. W. J. de Haas, l. c.; Jean Becquerel, W. J. de Haas u. J. v. d. Handel, Comm. Leiden 218a.

4) Siehe für die Theorie besonders: H. A. Kramers, l. c.

Bei höheren Temperaturen, wo die Drehungen im allgemeinen viel kleiner sind, wird die Meßgenauigkeit von den an künstlichen Kristallen oft auftretenden Rissen und Unregelmäßigkeiten stark beeinträchtigt. Es hat darum Vorteile bei diesen Temperaturen, von Lösungen Gebrauch zu machen. Allerdings ist man dadurch andererseits auf ein verhältnismäßig kleines Temperaturgebiet beschränkt.

Es sind im Laufe der Zeit ziemlich viele Messungen über den Faraday-Effekt in paramagnetischen Lösungen angestellt worden[1]; das Material ist aber lückenhaft, oft nicht sehr zuverlässig, und es ist nie systematisch bearbeitet worden. Es ist die Absicht dieser Notiz, ohne viel Zahlenangaben die Hauptzüge der Phänomene hervorzuheben an Hand der Literatur und eigener Messungen.

§ 2.

Die erste Frage, welche man stellen kann, ist, inwieweit dem gelösten paramagnetischen Ion als solches eine spezifische Drehung zuzuschreiben ist.

Die molekulare Drehung wird meistens definiert durch:

$$D_x = M_x \frac{V - d_w V_w / S_w}{d_x}, \qquad (2)$$

wo d_x und d_w die Dichten der Substanz und des Lösungsmittels in der Lösung sind, und S_w die Dichte des reinen Lösungsmittels, während M_x das Molekulargewicht der Substanz x vorstellt und V_w bzw. V die Verdet-Konstanten des Lösungsmittels bzw. der Lösung. Die molekulare Drehung wird meistens in die des Wassers von 4° bei der betrachteten Wellenlänge ausgedrückt[2]).

Schon für diamagnetische Substanzen ist D_x bei Änderung der Konzentration nur in erster Näherung als Konstante zu betrachten. Dies rührt offenbar einerseits daher, daß für die Drehungen der verschiedenen Moleküle die lineare Mischungsregel nicht genau gilt, zweitens teilweise auch daher, daß man in obiger einfacher Formel nicht, wie streng genommen notwendig wäre, der Änderung des Brechungsexponenten Rechnung getragen hat[1]). Die Unsicherheiten in der Bestimmung der Molekulardrehungen betragen einige Zehntel der Molekulardrehung des Wassers. Wenn man den Einfluß des H^+-Ions auf die Drehung des Wassers abschätzt, in ähnlicher Weise, wie es für dessen Einfluß auf die Refraktion und den Diamagnetismus gemacht worden ist[2]) (etwa — 0,3 pro Grammion), kann man auch die Drehungen pro Ion angeben. Sie betragen etwa[3])

für Na^+: 0,5, für K^+: 0,8, für Ca^{++}: — 0,2,
für Ba^{++}: 1,9, für NO_3^-: 1,0, für $SO_4^=$: 2,4,
für Cl^-: 4,8, für J^-: 18,0.

Die Drehungen der paramagnetischen Ionen sind im allgemeinen weniger studiert worden. Bei den Salzen der Seltenen Erden scheinen die Molekulardrehungen ziemlich gut unabhängig von der Konzentration zu sein, wenn man genügend weit von den Absorptionsbanden entfernt ist[4]). In der Eisengruppe zeigen aber z. B. die Ferrilösungen sehr variable Molekulardrehungen. Wie auch Pillai bemerkt, rührt dies wohl daher, daß die breiten Absorptionsbanden im Sichtbaren mit der Konzentration und mit dem Anion veränderlich sind.

§ 3.

Verschiedene Ionen der Seltenen Erden zeigen große negative Drehungen. Die Drehungen des Ce^{+++}-, Pr^{+++}- und Nd^{+++}-Ions betragen etwa die 75-, 72- und 45fache Molekulardrehung des Wassers.

Ollivier[5]) hat die Temperaturabhängigkeit der Molekulardrehung des Ceronitrats studiert und gefunden, daß sie in erster Näherung dem Curieschen Gesetze entspricht zwischen 0° und 70°. In zweiter Näherung beschreibt Ollivier die Drehung mit dem Curie-Weißschen Gesetz:

$$D = \frac{C}{T - \Theta}. \qquad (3)$$

Wenn man sich nur für die Drehung des Ce-Ions interessiert, muß man eine Korrektion für die Drehung des Nitrations anbringen. Aus den Angaben Olliviers findet man, wenn man noch

1) Siehe für die ältere Literatur: Winkelmanns Hdb. der Phys. V; weiter: Int. Crit. Tables V, 246; G. J. Elias, Ann. der Phys. **35**, 299, 1911; L. R. Ingersoll, J. Opt. Soc. Am. **6**, 663, 1922.

2) Es scheint uns nicht zweckmäßig, wie Schönrock macht, eine Verdet-Konstante für die gelöste Substanz einzuführen, weil eine solche sich auf die Volumeinheit bezieht, und die lineare Mischungsregel für die Volumina meistens viel weniger gut erfüllt ist als für die Drehungen. O. Schönrock, Zeitschr. f. Phys. **46**, 314, 1928 und 78, 707, 1932.

1) Siehe Fußnote 1 S. 238r.

2) K. Fajans u. G. Joos, Zeitschr. f. Phys. **23**, 1, 1924; P. Weiss, Journ. de Phys. **1**. 185, 1930.

3) Siehe z. B. auch: R. de Malleman, J. Paulus u. P. Antoine, Journ. de Phys. **1**, 144 S., 1930.

4) P. K. Pillai, Ind. Journ. of Physics VII. 87, 1932; vgl. auch die Konstante C_2 bei O. Schönrock, Zeitschr. f. Phys. **78**, 707, 1932.

5) H. Ollivier, C. R. **186**, 1001, 1928 und **191**, 130, 1930.

eine kleine Korrektion für den vermutlich nicht richtig bestimmten Wassergehalt anbringt, ungefähr: $\Theta = -30°$ K.

Wir haben analoge Ergebnisse erhalten für konzentrierte Lösungen von Cerochlorid, Praseodyumchlorid und Neodymchlorid zwischen 15° und 80°. Die Θ-Werte lagen dabei zwischen $-70°$ und $-90°$. Bei größerer Verdünnung nahmen die $|\Theta|$-Werte aber ab.

Auch bei den Untersuchungen über die Suszeptibilitäten hydratisierter Salze hat man ziemlich bedeutende Abweichungen vom Curieschen Gesetz gefunden[1]); diese rühren daher, daß die Aufspaltungen des Grundniveaus des magnetischen Ions, welche von den Wassermolekülen verursacht werden, von der Größenordnung von kT sind[2]). Ähnliches muß man also auch für die Drehungen erwarten, aber man kann nicht entscheiden, ob dies die einzige Ursache der Abweichungen vom Curieschen Gesetz ist, oder aber ob auch Terme vom B-Typus (in Gl. 1) auftreten, welche dann dem Van Vleckschen temperaturunabhängigen Paramagnetismus entsprechen würden, welcher in der ersten Hälfte der Gruppe der Seltenen Erden auftritt. Die Tatsache, daß unsere $|\Theta|$-Werte größer sind als die bei den Suszeptibilitäten gefundenen, könnte eine Andeutung dafür sein, daß solche B-Terme beträchtlichen Einfluß haben könnten.

Das Studium der Dispersion der Drehung zeigt, daß man im Sichtbaren mit der Annahme einer einzigen Frequenz $\nu(n', n)$ auskommen kann; die korrespondierende Wellenlänge liegt bei etwa 2500 Å. Kürzlich haben aber Roberts und Wallace[3]) die Dispersion der *Ce*-Drehung auch im ultravioletten Spektralgebiet studiert. Sie fanden, daß man eine schwache Bande bei 2960 Å und eine sehr starke Bande bei 2390 Å annehmen muß. Becquerel und de Haas fanden bei tiefen Temperaturen 2370 Å. Nach den Untersuchungen Freeds[4]) und Roberts befinden sich in der Nähe von 2400 Å tatsächlich einige starke Absorptionsbanden, welche dem *Ce*-Ion zuzuschreiben sind; Freed vermutet, daß sie Übergänge nach der $5d$-Schale bedeuten.

Das Verhältnis zwischen der experimentell im Sichtbaren gefundenen Drehung und der „paramagnetischen Drehung", welche man nach der Ladenburgschen Formel[5]) erwarten würde, wenn man die Existenz eines virtuellen Oszillators mit der Stärke 1 und der „Wellenlänge" $\lambda = 2390$ Å annehmen würde, ist $f' = 0{,}033$.

Nun hat Dr. Serber mich freundlicherweise darauf hingewiesen, daß, wenn man das Absorptionsband dem Übergang $4^2F_{5/2} \rightarrow 5^2D_{3/2, 5/2}$ zuschreibt, man $f' = \frac{15}{7} f$ erwarten muß, wo f die totale Oszillatorenstärke des Überganges $4f \rightarrow 5d$ ist. Um die Größenordnung abzuschätzen, kann man Wasserstoff-Übergangswahrscheinlichkeiten heranziehen, und findet dann $f' = \frac{15}{7} \times 0{,}0095 = 0{,}020$.

Die größenordnungsmäßige Übereinstimmung mit den Messungen ist nicht schlecht, besonders wenn man bedenkt, daß sowohl die Vernachlässigung eventueller B-Terme als auch die Vernachlässigung der Bande 2960 Å die experimentelle Zahl zu groß machen. Wo die starke Verbreiterung der Banden bei 2400 Å und auch die ziemlich große Oszillatorenzahl[1]) beweisen, daß man es mit Übergängen zu einer äußeren Schale zu tun hat, scheint die Freed-Serbersche Deutung dieser Banden sehr plausibel.

Die Dispersion der Drehung von Pr^{+++} und Nd^{+++} ist sehr viel geringer, so daß es zur Zeit kaum möglich ist, die Lage von $\lambda(n', n)$ abzuschätzen.

§ 4.

Die Messungen in der Eisengruppe sind im allgemeinen weniger genau als in der Gruppe der Seltenen Erden; erstens sind die Rotationen selbst kleiner und zweitens wirken die breiten Absorptionsbanden im sichtbaren Gebiet oft sehr störend. Auch auf mangelnder Konstanz der Ionendrehung muß man vorbereitet sein, wo schon die Suszeptibilitäten oft mit der Vorbehandlung variieren[2]) und auch die Absorptionsspektren keineswegs unabhängig von Konzentration, Anion und Temperatur sind.

Daß die Drehungen sehr viel kleiner als bei den Ionen der Seltenen Erden sind, hängt wohl auch damit zusammen, daß der Magnetismus hauptsächlich von den Elektronenspins herrührt, und dieselben nur insofern zur optischen Drehung beitragen, als sie mit den Bahnen gekoppelt sind.

In Übereinstimmung hiermit hat das Mn^{++}-Ion (die freien Mn^{++}-Ionen haben ^6S-Terme) nur

1) C. J. Gorter u. W. J. de Haas, Comm. Leiden 218a; C. J. Gorter, Arch. du Musée Teyler, **7**, 183, 1932.

2) W. G. Penney u. R. Schlapp, Phys. Rev. **41**, 194, 1932; C. J. Gorter, Phys. Rev. **42**, 437, 1932.

3) R. W. Roberts u. L. A. Wallace, Nature **130**, 890, 1932.

4) S. Freed, Phys. Rev. **38**, 2122, 1931.

5) l. c.

1) Übergänge innerhalb der $4f$-Schale sind „verboten", aber treten mit Oszillatorenzahlen von der Größenordnung 10^{-6}—10^{-7} bei Pr^{+++} und Nd^{+++} und anderen Seltenen Erden auf; R. Tomaschek, Physik. Zeitschr. **33**, 878, 1932; Nature 130, 740, 1932; Jean Becquerel, Physik. Zeitschr. **9**, 94, 1908.

2) Siehe z. B. H. Fahlenbrach, Ann. der Phys. **13**, 265 und **14**, 521, 1932; G. Foex, Journ. de Phys. **3**, 337, 1932; C. J. Gorter, Physik. Zeitschr. **33**, 546, 1932.

eine sehr schwache Drehung. Zwar treten in Ferrilösungen (auch freie Fe^{+++}-Ionen haben ^6S-Terme) sogar ziemlich große Drehungen auf im sichtbaren Spektralgebiet, aber die großen Absolutwerte rühren, im Gegensatz zu den Drehungen der anderen Ionen, welche Absorptionsbanden weit im Ultravioletten zuzuschreiben sind, von der unmittelbaren Nähe der Absorptionsbanden bei 4200 Å und 5700 Å her[1]). Eine einigermaßen konstante Ionendrehung läßt sich für das Fe^{+++}-Ion nicht angeben. Zwar nimmt die Drehung in einer Ferrisulfatlösung stark mit der Temperatur ab, aber die Absorption ändert sich dabei auch sehr stark, so daß man kaum entscheiden kann, inwieweit wir mit dem *B*- oder dem *C*-Typus zu tun haben.

Die Drehungen einiger Kobalt-, Nickel- und Ferrilösungen sind eingehend von Roberts und seinen Mitarbeitern[2]) bei Zimmertemperatur studiert worden. Er findet z. B., daß man die Drehung des Kobaltions in Kobaltsulfat im sichtbaren und ultravioletten Spektralgebiet beschreiben kann mit zwei Absorptionsbanden bei ungefähr 5100 Å und 1100 Å. Sie gehören dem Typus *B* oder *C* an. Er nimmt das letztere an und findet etwa $f' = -0{,}57 \cdot 10^{-4}$ bzw. 0,05, während man für $\lambda = 5100$ aus Absorptionsmessungen $f = 2{,}18 \cdot 10^{-4}$ Ersatzoszillatoren findet. Es scheint uns aber durchaus nicht sicher, daß die Drehung nicht dem *B*-Typus angehört.

Die Drehung des Nickelions ist positiv. Sie beträgt für 5461 Å etwa die 3,6fache der Molekulardrehung des Wassers und hat durchaus den Charakter einer diamagnetischen Drehung[3]). Als Funktion der Temperatur nimmt die Drehung zwar langsam ab, aber auch die diamagnetischen Drehungen sind niemals völlig unabhängig von der Temperatur. Da die Drehung größer ist als die der meisten Kationen, scheint es sehr wohl möglich, daß sie mit dem Paramagnetismus zusammenhängt und teilweise dem *B*-Typus angehört.

Die Drehung des Ferro-Ions dagegen ist wieder negativ. Sie folgt in erster Näherung dem Curieschen Gesetz, so daß man es wieder mit einem *C*-Term zu tun hat, wie bei den Seltenen Erden. Für grünes Licht beträgt (bei 20°) die Drehung etwa die — 15,5fache Drehung des Wassers.

Die Drehungen des Chromi-Ions und des Kupri-Ions sind noch nicht eingehend untersucht worden; beim ersteren Ion wirkt die starke Absorption sehr störend.

Die Messungen werden, auch im ultravioletten Spektralgebiet, fortgesetzt.

Den Herren Prof. Fokker, Prof. Van Vleck und Dr. Serber möchte ich für fördernde Diskussionen danken. Den Herren Professoren Becquerel, de Haas und Clay bin ich für die freundliche Überlassung einiger Hilfsmittel für die experimentellen Untersuchungen dankbar.

Zusatz bei der Korrektur: Erst kürzlich kamen noch einige neuere Straßburger Messungen zu unserer Kenntnis (H. Ollivier, J. Pernet und J. Lesne, C. R. **194**, 2301, 1932 und J. Pernet, C. R. **195**, 376, 1932). Sie beziehen sich auf Nickel- und Cero-Chlorid, bestätigen unsere eigenen Ergebnisse für Nickel- und Cero-Ionen und erweitern dieselben. Die Abnahme des $|\Theta|$-Wertes in $CeCl_3$ bei größerer Verdünnung wurde eingehend verfolgt.

Haarlem, Natuurkundig Laboratorium van Teyler's Stichting, 20. Januar 1933.

(Eingegangen am 23. Januar 1933).

Beitrag zur Turbulenztheorie.

Von F. Magyar und F. Kracmar.

Bildet man den Rotor der Gleichung von Stokes-Navier

$$\frac{\partial \mathfrak{v}}{\partial t} - \mathfrak{v} \times (\nabla \times \mathfrak{v}) = \left[\mathfrak{P} - \frac{1}{\varrho}\nabla p - \nabla \frac{v^2}{2}\right] + \nu \Delta \mathfrak{v}, \quad (1)$$

so muß der Ausdruck in der eckigen Klammer bei Voraussetzung konservativer Kräfte verschwinden. Wir erhalten unter Berücksichtigung der Beziehungen

$$\nabla \times \mathfrak{v} = \mathfrak{w}, \quad \nabla \mathfrak{v} = 0, \quad \nabla \times \mathfrak{w} = 0$$

die allgemeine Wirbelgleichung

$$\frac{\partial \mathfrak{w}}{\partial t} + (\mathfrak{v}\nabla)\mathfrak{w} - (\mathfrak{w}\nabla)\mathfrak{v} = \nu \Delta \mathfrak{w}, \quad (2)$$

die als Erweiterung der Helmholtzschen Wirbelsätze auf die zähe Flüssigkeit angesehen werden kann. Bekanntlich sagt die Gleichung aus, daß die Wirbelverteilung von der Strömung selbst mitgenommen und dabei entsprechend dem Zähigkeitsglied zerstreut wird. Für ebene Strömungen verschwindet $(\mathfrak{w}\nabla)\mathfrak{v}$[1]) und ver-

1) C. E. Richards u. R. W. Roberts, Phil. Mag. **3**, 770, 1927.

2) R. W. Roberts, J. H. Smith u. S. S. Richardson, Phil. Mag. **44**, 912, 1922; R. W. Roberts, Phil. Mag. **49**, 397, 1925 u. **9**, 361, 1931; siehe auch Fußnote 3, S. 240 l.

3) Auch Ollivier (l. c.) hat angegeben, daß die Drehung von $NiCl_2$ (welche hauptsächlich von Chlor verursacht wird) in alkoholischer und wässeriger Lösung in erster Näherung unabhängig von der Temperatur ist.

1) Vgl. H. Lamb, Lehrbuch der Hydrodyn., deutsche Ausgabe, Teubner 1907, S. 667.

bleibt, da nunmehr nur die Wirbelkomponente w_z existieren kann,

$$\frac{\partial w_z}{\partial t} + (\mathfrak{v}\nabla) w_z = \nu \Delta w_z . \qquad (3)$$

Durch Einführung der Stromfunktion ψ in Gleichung (3)

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} , \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} ; \quad w_z = \Delta \psi$$

erhält man die „Turbulenzgleichung"

$$\frac{\partial \Delta\psi}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial y} \cdot \frac{\partial \Delta\psi}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \cdot \frac{\partial \Delta\psi}{\partial y} = \nu \cdot \Delta\Delta\psi \quad (4)$$

als Gleichung vierter Ordnung. Für den Grenzfall einer Reynoldsschen Zahl $R \to \infty$ geht die Gleichung (4) infolge Verschwindens der rechten Seite in eine Gleichung zweiter Ordnung über, gleichzeitig vermindert sich aber die Anzahl der erfüllbaren Randbedingungen.

V. Karman[1]) und Noether[2]) untersuchen Lösungen der vereinfachten Gleichung (4) für geeignete Randbedingungen, indem sie eine Grundströmung und Überlagerung einer Schwankungsbewegung annehmen, deren Amplitude und Längendimension in der Umgebung einer Schicht $y = y_i$ nur von y_i abhängen; sie finden auf diese Weise Deutungsmöglichkeiten, der in der Turbulenztheorie üblichen statistischen Größen. Prandtl[3]) und Tietjens[4]) erfüllen die Randbedingungen, insbesondere die Haftbedingung $u' = o$, schrittweise in einer Grenzschicht. Das Resultat dieser Untersuchungen läßt sich so deuten, daß um so kleinere Wandunebenheiten zur Erzeugung ungedämpfter Schwankungen genügen, je größer die Reynoldssche Zahl wird[5]).

Die Gleichung (2) läßt erkennen, daß auch im Inneren einer zähen Flüssigkeit nirgends Wirbel entstehen können, sondern sich analog der Wärmeleitung nur von einer Grenzfläche her durch die Zähigkeit ausbreiten[6]). Nun zeigt sich aber, daß im Falle einer periodischen Kraft der Hauptteil der Flüssigkeit, in dem der Einfluß der Zähigkeit unmerklich ist, frei schwingt[7]), mit Ausnahme einer Schicht an der Begrenzung, die demgemäß als Grenzschicht anzusprechen wäre. In der Tat zeigen auch die Wirbelverteilungen gemessener Geschwindigkeitsprofile große Wirbelintensität in der Grenzschicht und starken Abfall bei Entfernung von der Begrenzung[1]).

Durch Einführung der Stromfunktion ψ als unabhängige Veränderliche in die Grenzschichtgleichung zeigt v. Mises[2]) in sehr einfacher Weise, daß sich immer eine Grenzschicht bilden muß, wenn der Druckgradient längs des Randes von Null verschieden ist.

Wir sind daher der Meinung, daß es einfacher ist, von der Gleichung (2) auszugehen. Findet man nämlich eine plausible Lösung dieser Gleichung, so hat man ihr eine einzige Bedingung aufzuerlegen. Die Wirbelintensität muß von der Begrenzung weg abklingen bzw. im Unendlichen verschwinden. Die aus einer solchen Wirbelverteilung ermittelte Zusatzbewegung kann außerhalb der Grenzschicht als richtig angesehen werden und bietet keine Randwertschwierigkeiten, da der Innenrand der Grenzschicht gleichsam als elastische Begrenzung die Bewegung mitmachen kann. In der Grenzschicht selbst ist eine Lösung zu suchen, die die Haftbedingung zu erfüllen imstande ist. Das ganze Problem zerfällt dadurch in zwei Teile. Nach getrennter Behandlung der Verhältnisse außerhalb und innerhalb der Grenzschicht ist dann ein entsprechender Übergang am Innenrand der Grenzschicht herzustellen. Trotz vieler Schwierigkeiten, die für das Innenproblem noch zu überwinden sind, glauben wir uns doch schon zur Mitteilung des folgenden Gedankenganges berechtigt, weil sich für die Zusatzbewegung durchaus plausible Lösungen ergeben, die übrigens auch zwanglos zu dem von Richardson[3]) entdeckten „Annulareffekt" führen.

Denken wir uns das Wirbelsystem von einer Führungsbewegung mitgenommen, was einer Vernachlässigung der Zusatzgeschwindigkeiten u', v' gegenüber der Führungsgeschwindigkeit U gleichkommt, so erhalten wir die Wirbelbeziehung

$$\frac{\partial w}{\partial t} + U \frac{\partial w}{\partial x} = \nu \cdot \Delta w , \qquad (5)$$

die nicht mehr auf die Ebene beschränkt ist. Man kann diese Gleichung nach Oseen[4]) als „linearisierte" Gleichung (3) ansehen. Die Vereinfachung kommt der Einführung einer zeitlich gemittelten Wirbelmitführung gleich, weshalb auch die Gleichung (5) einer von vornherein gemittelten Wirbelgleichung an Genauigkeit nicht nachsteht.

1) Th. v. Karman, Göttinger Nachr. math.-phys. Kl., S. 58, 1930.
2) F. Noether, ZAMM., Nr. 3, 1931.
3) L. Prandtl, ZAMM., Nr. 1, 1921.
4) O. Tietjens, ZAMM., Nr. 5, 1925.
5) F. Noether, Handb. d. phys. u. techn. Mech., J. A. Barth, Leipzig, **5**, S. 775.
6) Dasselbe Ergebnis erhält man durch Ausdehnung des Kelvinschen Satzes auf zähe Flüssigkeiten.
7) H. Lamb, a. a. O., S. 697.

1) F. Magyar, ZAMM., Nr. 3, 1932.
2) v. Mises, ZAMM., Nr. 6, 1927.
3) E. G. Richardson und E. Tyler, Proc. Phys. Soc. London **42**, 1, 1929; Dieselben, Phys. Zeitschr. **13**, 507, 1931.
4) C. W. Oseen, Nova Acta R. Soc. Scient. Upsala **4**, 4, 1914; Ann. d. Phys. **46**, 1130, 1915; Hydrodyn., III. Teil.

Es soll gleich an dieser Stelle festgestellt werden, daß man bei Bestimmung des Druckgradienten aus der Gleichung (1) die in u' und v' quadratischen Glieder nicht mehr vernachlässigen darf, weil gerade diese Glieder Anteile zur Energie und Dissipation der Zusatzbewegung liefern. Die Berücksichtigung eines Druckgradienten in der zur x-y-Ebene senkrechten z-Richtung[1]) kann in den meisten Fällen durch einen Exponentialansatz erfolgen.

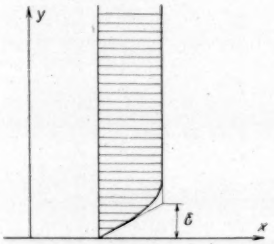


Fig. 1.

Wir untersuchen nun eine ebene Parallelströmung längs einer nach beiden Seiten ins Unendliche sich erstreckenden ebenen Wand, für welche das Schema Fig. 1 gelten kann. Im allgemeinen ist in Gleichung (5) für die Führungsgeschwindigkeit U eine Funktion von y zu wählen. Man entnimmt aber aus Fig. 1 die Berechtigung, außerhalb der Grenzschicht $U = \text{konst}$ zu setzen. Da nun für eine wenigstens im Mittel stationäre Strömung die Zähigkeit außerhalb der Grenzschicht im Sinne der Grenzschichttheorie nicht von Einfluß sein soll, suchen wir eine von ν unabhängige Lösung der Gleichung (5), die im Unendlichen verschwindet. Diesen Bedingungen genügt der Ansatz

$$w = \text{Realt.} \sum_{\alpha} A_\alpha e^{-\alpha y + i(\alpha x - \beta t)}, \qquad (6)$$

vorausgesetzt, daß die Nebenbedingung

$$\beta = \alpha U \qquad (7)$$

erfüllt ist. Es ist also $\frac{\beta}{\alpha} = U$ die Geschwindigkeit der Partialwellen gleich der Gruppengeschwindigkeit der Wellengruppe $\frac{d\beta}{d\alpha} = U$, was dem Sinne der Gleichung (5) offenbar entspricht. Da demnach die Amplitude der zusätzlichen Wirbelschwankung besonders für größere Werte von α sehr rasch abfällt, wird wohl die Zusatzbewegung außerhalb der Grenzschicht existieren, dort aber praktisch wirbelfrei sein. Dieses Ergebnis folgt also einerseits unmittelbar aus der Hauptforderung der Grenzschichttheorie, wonach außerhalb einer Grenzschicht die Zähigkeit keinen Einfluß haben soll und bestätigt dieselbe andererseits, indem die freie Strömung mit guter Annäherung auch in diesem Falle als Potentialströmung vorausgesetzt werden darf. Durch Ablösung der Grenzschicht entstandene diskrete Wirbelgruppen sind hierbei ausgenommen. Qualitativ werden die Verhältnisse demnach nur wenig beeinflußt, wenn man sich von vornherein auf die Annahme einer zusätzlichen schwankenden Wirbelverteilung in der Grenzschicht beschränkt, wie dies in einer früheren Arbeit[1]) geschehen ist. Außerhalb der Grenzschicht kann man die stationäre Wirbelverteilung der Hauptströmung annehmen, falls die innere Reibung nachträglich berücksichtigt werden soll.

Wir verzichten aber im folgenden auf die Voraussetzung einer wirbelfreien Zusatzbewegung und erhalten für die Stromfunktion aus

$$\Delta\psi = w = A_\alpha e^{-\alpha y + i\alpha(x - Ut)}, \qquad (8)$$

$$\psi = -A_\alpha \frac{y}{2\alpha} e^{-\alpha y + i\alpha(x - Ut)}. \qquad (9)$$

Hieraus ergeben sich die Zusatzgeschwindigkeiten

$$\left.\begin{aligned} u' &= \frac{\partial\psi}{\partial y} = A_\alpha \frac{1}{2}\left(y - \frac{1}{\alpha}\right) e^{-\alpha y + i\alpha(x - Ut)}, \\ v' &= -\frac{\partial\psi}{\partial x} = A_\alpha \frac{iy}{2} e^{-\alpha y + i\alpha(x - Ut)}, \end{aligned}\right\} \qquad (10, 11)$$

welche, wie man sich leicht überzeugen kann,

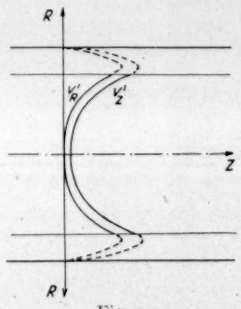


Fig. 2.

den Beziehungen $\nabla\mathfrak{v}' = 0$ und $\nabla \times \mathfrak{v}' = w$ genügen. In Fig. 2 sind die Komponenten der

1) F. Noether, Handb. d. phys. u. techn. Mech. **5**, 772.

1) F. Magyar, vgl. Fußnote 1 auf S. 242 r. In dieser Arbeit wurde nicht genügend darauf hingewiesen, daß in der dortigen Gleichung 10 u' gegen U vernachlässigt wurde. Um Mißverständnisse zu vermeiden, sei hier besonders darauf hingewiesen.

Schwankungsgeschwindigkeiten, ins Innere der Grenzschicht fortgesetzt, eingetragen, obwohl wir die Gültigkeit des Verlaufes nur auf die Strömung außerhalb beschränken wollen. Die Kurven zeigen typisch den „Annulareffekt" und stimmen auch sonst mit den Versuchsergebnissen von Richardson und Tyler[1]) gut überein.

Unter Annahme von Schwankungen, die einer stationären Führungsbewegung überlagert sind, erhalten wir für Gleichung (1) mit $\mathfrak{v} = \mathfrak{V} + \mathfrak{v}'$

$$\left.\begin{aligned}\nabla p = \varrho\left(\frac{\partial \mathfrak{v}'}{\partial t} + (\mathfrak{V} + \mathfrak{v}', \nabla)\mathfrak{V} + \mathfrak{v}'\right)\\ - \nu \nabla_1 (\mathfrak{V} + \mathfrak{v}')\,,\end{aligned}\right| \quad (12)$$

woraus sich im vorliegenden Falle für die x-Richtung

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \varrho\left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial u'}{\partial y}\right) - \nu \Delta u' \quad (13)$$

ergibt. Man kann diese Gleichung unter Einführung eines natürlichen Koordinatensystems längs eines Führungsstromfadens integrieren und erhält ein quadratisches und ein lineares Widerstandsglied. Es ist aber viel interessanter zu zeigen, daß die Gleichung (13) selbst unter Annahme einer wirbelfreien Zusatzbewegung immer noch ein quadratisches Widerstandsglied liefert, auch wenn die Schwankungen einfach harmonisch vorausgesetzt und direkt als Lösung von $\Delta \mathfrak{v}' = 0$[2]) gewonnen werden:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \varrho\left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + v' \frac{\partial u'}{\partial y}\right). \quad (14)$$

Hieraus folgt, weil wegen der Wirbelfreiheit $\frac{\partial u'}{\partial y} = \frac{\partial v'}{\partial x}$ sein muß,

$$\int_L \frac{\partial p}{\partial x}\, dx = \frac{\varrho}{2} \int_L \frac{\partial}{\partial x}\,(u'^2 + v'^2)\, dx \quad (15)$$

und mit

$$\left.\begin{aligned} u' &= A_\alpha e^{-\alpha y} \cos(\alpha x - \beta t)\\ v' &= -A_\alpha e^{-\alpha y} \sin(\alpha x - \beta t)\end{aligned}\right| \quad (16)$$

$$\int_L \frac{\partial p}{\partial x}\, dx = \frac{\varrho}{2} A_\alpha^2 e^{-2\alpha y}\left[\cos^2(\alpha x - \beta t) + \sin^2(\alpha x - \beta t)\right] = \frac{\varrho}{2} A_\alpha^2 e^{-2\alpha y}. \quad (17)$$

Da aber A_α jedenfalls proportional der mittleren Geschwindigkeit U_0 zu nehmen ist, folgt nach Mittelung über y

$$\int_L dx \int_\delta^\infty \frac{\partial p}{\partial x}\, dy = -\frac{\varrho}{2} A_\alpha^2 e^{-2\alpha\delta} \sim \frac{\varrho}{2} V_0^2. \quad (18)$$

Ein Impulsaustausch im Reynoldsschen Sinne ist in diesem Falle nur am Innenrand der Grenzschicht möglich, da in der Grenzschicht der Geschwindigkeitsabfall auf Null stattfinden muß. Der Druckgradient in der Querrichtung

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\varrho}{2} A_\alpha^2 e^{-2\alpha y} \quad (19)$$

klingt gegen unendlich rasch ab.

Bedeutet E die Energie der Zusatzbewegung, so wird in diesem Falle außerhalb der Grenzschicht überall $\frac{dE}{dt} = 0$ und können die Ausdrücke

$$\int \varrho u' v' \frac{dU}{dy}\, d\tau \quad \text{und} \quad \int \varrho \gamma (\nabla \times \mathfrak{v}')^2 d\tau\,,$$

die über den gesamten Raum zu bilden sind, an dessen Grenzen die Zusatzbewegung verschwindet, nur in der Grenzschicht selbst Werte liefern.

Zunächst ist noch die Frage offen, ob man die einfache Annahme einer konstanten Führungsgeschwindigkeit auch bei einer mehrseitig begrenzten Strömung treffen darf. Überlegt man aber, daß bei Turbulenz die Geschwindigkeitsverteilung außerhalb der Randschichten ziemlich gleichmäßig ist, so kann man wohl hoffen, daß eine Annäherung $U =$ konst wenigstens dazu beitragen wird, die Verhältnisse qualitativ zu klären.

Für die Strömung zwischen zwei parallelen Platten ergeben sich dabei ganz analoge Werte, in welchen an Stelle der Exponentialfunktion für die y-Richtung der Cof und Sin eintreten. Für kreiszylindrische Rohre ergibt sich bei Achsensymmetrie, wobei also nur konzentrische Wirbelringe auftreten können:

$$\frac{\partial \omega_\varphi}{dt} + U\frac{\partial \omega_\varphi}{\partial z} = \nu\left[\frac{\partial^2 \omega_\varphi}{\partial R^2} + \frac{\partial}{\partial R}\left(\frac{\omega_\varphi}{R}\right) + \frac{\partial^2 \omega_\varphi}{\partial z^2}\right] \quad (5a)$$

$$\omega_\varphi = \left[-i J_1(i\alpha R)\right] \cdot \sin\alpha(z - Ut)$$

$$\psi = -\frac{R^2}{2\alpha} \cdot J_0(i\alpha R) \cdot \sin\alpha(z - Ut)$$

$$v'_z = \left[-\frac{1}{\alpha} J_0(i\alpha R) + \frac{R}{2} i J_1(i\alpha R)\right] \cdot \sin\alpha(z - Ut)$$

$$v'_R = \frac{R}{2} J_0(i\alpha R) \cdot \cos\alpha(z - Ut)\,.$$

Fig. 3 zeigt den Verlauf der Zusatzgeschwindigkeiten im Rohr.

In beiden Fällen nehmen die Schwankungen gegen die Berandungen monoton zu, bilden aber

1) Richardson und Tyler, Physik. Zeitschr. **32**, 509, 1931.

2) $\Delta \mathfrak{v}' = -\nabla \times (\nabla \times \mathfrak{v}') + \nabla (\nabla \mathfrak{v}') = -\nabla \times (\nabla \times \mathfrak{v}')$.

in der Wandnähe keine direkten Kuppen, die demnach erst infolge des notwendigen Abfalles in der Grenzschicht entstehen. Der Grund dieses anderen Verhaltens dürfte in der Beeinflussung durch die gegenüberliegende Wand bzw. durch die allseitige Begrenzung zu suchen sein. In der Tat zeigen einige Versuchskurven bei Richardson und Tyler gleichsam spitzenartige Kuppen in der Nähe der Wände.

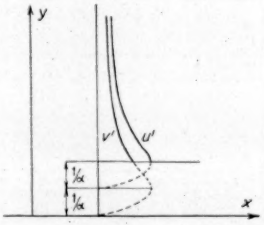


Fig. 3.

Im Falle der Umströmung eines eingetauchten Körpers kann man das ebene Problem durch Einführung einer allgemeineren Führungsgeschwindigkeit[1]) behandeln, die aus einer Potentialströmung zu ermitteln wäre, deren Quellen im Inneren des Körpers liegen müssen.

Die Untersuchung der Verhältnisse in der Grenzschicht selbst gestaltet sich allerdings wesentlich schwieriger, weil hierzu zunächst eine Lösung der Gleichung (5) für große $\frac{dU}{dy}$ unter Berücksichtigung der Zähigkeit erforderlich wäre. Sicher ist aber, daß alle Geschwindigkeiten in der Grenzschicht gegen die Wand zu abfallen müssen und damit ist vorläufig wenigstens eine Abschätzung der Vorgänge möglich. In der Grenzschicht werden die Schwankungen durch die Zähigkeit zwar sehr stark gedämpft, aber andererseits dadurch erhalten, daß der Grenzschicht, deren Innenrand die Schwankungen mitmacht, immer wieder Energie zugeführt wird. Wächst die Grenzschichtdicke, so vermindert sich dadurch gleichzeitig der Querschnitt des energiezuführenden Hauptstromes, bis schließlich die Schwankungen gänzlich verschwinden. In diesem speziellen Falle erstreckt sich der Einfluß der Zähigkeit über die ganze Strömung, die Geschwindigkeitsverteilung wird laminar. Es ist ersichtlich, daß dieser spezielle Fall nur dann nicht eintreten wird, wenn sich die Strömung über unendliche Breite erstreckt, wie dies z. B. bei einseitiger Begrenzung der Fall ist.

1) N. Zeilon, Verh. d. 2. internat. Kongr. f. techn. Mechanik, Zürich 1926.

Man könnte übrigens auch versuchen, eine angenäherte Lösung für periodische Grenzschichten[1]) heranzuziehen, jedoch ist zu befürchten, daß dadurch der richtige Zusammenschluß mit der Außenströmung sehr erschwert würde.

1) Th. Sexl, Zeitschr. f. Phys. **61**, 349, 1930; H. Schlichting, Physik. Zeitschr. **33**, 327, 1932.

Wien, am 16. Januar 1933.

(Eingegangen 23. Januar 1933.)

Präzisionsbestimmung der magnetischen Momente von Kalium und Lithium im Hinblick auf ihr magnetisches Kernmoment II.

Von W. Meißner und H. Scheffers.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Im ersten Teil dieser Arbeit[1]) haben wir über die Resultate berichtet, zu denen uns die Messung der magnetischen Momente von Kalium und Lithium nach der Methode von Stern-Gerlach geführt hat. Die Ausgestaltung zu einer Präzisionsmethode erforderte die Berücksichtigung vieler Einzelheiten, die sich im Rahmen des Vortrags nicht bringen ließen. Wir geben deshalb hier zunächst einige Ergänzungen zu ihm. In einem weiteren Teil werden die nach der Methode von Rabi ausgeführten Messungen behandelt, über die bisher noch nichts berichtet wurde.

1. Ergänzungen zu Teil I. (Messungen nach der Methode von Stern und Gerlach.)

Um bei dieser Methode das Moment nach der Formel (1):

$$\mu = \frac{2kT}{N} \cdot s_a; \quad N = \int_0^l dl \int_0^l \frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z} dl \qquad \text{(A)}$$

zu bestimmen, ist die Kenntnis der Temperatur T, des auf das Magnetfeld bezüglichen Gliedes N und der Aufspaltung s_a erforderlich. Über die genaue Bestimmung von T wurde bereits das Nötige gesagt. Der angegebene Ausdruck für N setzt voraus, daß das Feld die Richtung z hat, was genau nur in der Symmetrieebene (Fig. 1) erfüllt ist. Um zu erreichen, daß der Strahl in dieser verlief, wurde zunächst beim Einlöten des Magnetfeldrohres in den Apparat durch optische Kontrolle (Lichtstrahl durch die beiden Spalte) dafür gesorgt, daß der Strahl die Richtung der Rohrachse hatte; beim Einbau des Apparats in

1) Physik. Zeitschr. **34**, 48—53, 1933. (Vortrag auf der Physikertagung in Nauheim 1932.)

das Magnetfeld wurden Schneide und Furche so gestellt, daß ihre Kanten dem Lichtstrahl parallel waren, was mit einem Theodolithen kontrolliert wurde. Die Prüfung auf Parallelität der 0,5 mm

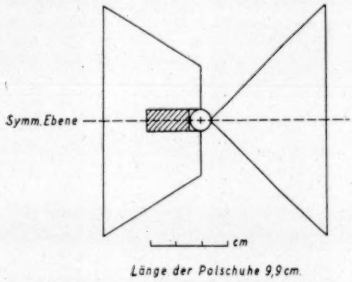


Fig. 1. Anordnung der Polschuhe.

langen Spalte und des *Wo*-Fadens geschah ebenfalls optisch mit Hilfe eines Fernrohres mit drehbarem Fadenkreuz, das nacheinander auf die Spalte und den *Wo*-Faden eingestellt wurde. Die Art der Ausmessung des Magnetfeldes $\mathfrak{H}_z$ in der Symmetrieebene sowie 0,7 mm oberhalb und unterhalb derselben mit der kleinen Probespule (Windungszahl × Querschnitt = $0{,}245_2$ cm², Windungsebene ermittelt in homogenem Feld aus Verschwinden des ballistischen Ausschlags beim Einschalten des Feldes) wurde bereits früher geschildert. Aus den zunächst für den unabgelenkten Strahl entnommenen $\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z}$-Werten konnten mit Hilfe von s_α und $\mu = 1$ Bohr-Magneton die Bahnen der abgelenkten Strahlen angenähert berechnet werden; die $\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z}$-Werte längs dieser Strahlen konnten nun aus dem in allen Punkten bestimmten Feld entnommen und in das Doppelintegral eingesetzt werden. In Tabelle 1 und Fig. 2 sind sie wiedergegeben. Die Entfernung Abbildespalt—Faden betrug $l = 14{,}76$ cm.

In dem geringen Unterschied der $\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z}$-Werte für beide Seiten zeigt sich die große Konstanz

Tabelle I.

$\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z}$-Werte in Skalenteilen pro cm.

(1 Skalenteil = 61,9 Gauß.)

Entfernung vom Spalt (cm)	Schneidenseite	Furchenseite	Entfernung vom Spalt (cm)	Schneidenseite	Furchenseite
0,10	10	10	5,19	400	400
0,58	55	55	7,37	385	385
1,07	215	215	9,38	380	380
1,67	340	340	10,40	345	325
2,19	365	365	10,93	230	225
2,68	380	380	11,37	55	65
3,20	380	380	11,87	15	15
4,17	390	390	13,59	3	0

der Inhomogenität. Obwohl die Einzelwerte um etwa 1 Proz. unsicher sind, werden die durch graphische Auswertung des Doppelintegrals erhaltenen N-Werte auf einige Promille infolge des Ausgleichs sicher sein:

$N = 206{,}7 \cdot 10^4$ Gauß · cm (Schneidenseite)

$N = 205{,}7 \cdot 10^4$ Gauß · cm (Furchenseite).

Messungen im Magnetfeld geben ferner eine Kontrolle, ob, wie in der Formel vorausgesetzt, tatsächlich im Strahl $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_z$ ist. Allgemein gilt

$$\mathfrak{H} : \mathfrak{H}_z = \sqrt{\mathfrak{H}_x^2 + \mathfrak{H}_y^2 + \mathfrak{H}_z^2} : \mathfrak{H}_z ,$$

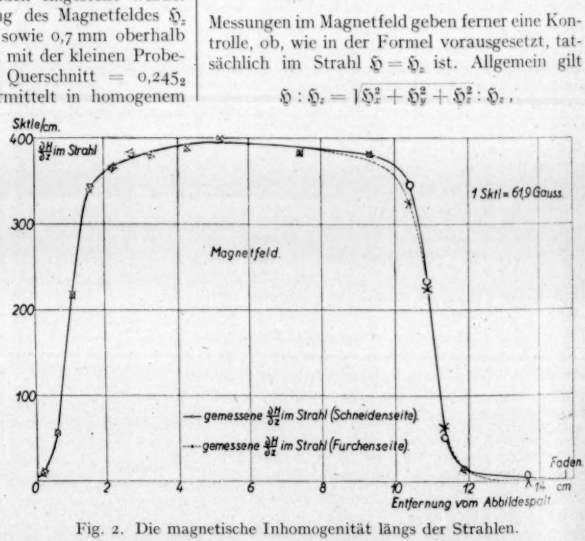


Fig. 2. Die magnetische Inhomogenität längs der Strahlen.

woraus für $\frac{\mathfrak{H}_x}{\mathfrak{H}_z}$ und $\frac{\mathfrak{H}_y}{\mathfrak{H}_z} \ll 1$:

$$\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_z\left(1 + \frac{\mathfrak{H}_x^2 + \mathfrak{H}_y^2}{2\mathfrak{H}_z^2}\right) = \mathfrak{H}_z(1 + \varepsilon).$$

Unter y sei die Richtung längs des Strahls und

unter x folglich die Normale zur Symmetrieebene verstanden. Durch geeignete Aufstellung der Probespule konnten auch $\mathfrak{H}_x$ und $\mathfrak{H}_y$ längs des Strahlwegs wenigstens angenähert gemessen werden, $\mathfrak{H}_y$ allerdings nur bei herausgenommenem Apparat; doch ist aus der Anordnung des Feldes klar, daß es für diese Größe nicht darauf ankommt, daß man sich mit der Probespule genau im Strahl befindet. In der Tat war $\mathfrak{H}_y$ zwischen den Polschuhen unmeßbar klein und nur an deren Enden nachweisbar. Insgesamt ergab sich für ε etwa $0{,}5 \cdot 10^{-3}$ zwischen den Polschuhen und $2 \cdot 10^{-3}$ an deren Enden, so daß in sehr großer Näherung $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_z$ galt und also der Strahl in der Symmetrieebene verlief.

Bei der Ausmessung des Magnetfeldes wurde auch der $\frac{\partial \mathfrak{H}_z}{\partial z}$-Wert des remanenten Feldes gemessen; es ergab sich, daß das N des remanenten Feldes $= N' = 2/100\, N$ war. Die Kenntnis von N' braucht man zur exakten Berechnung von s_α, denn s_α wird aus der Aufspaltungskurve und den Konstanten a, b der zugehörigen unaufgespaltenen Kurve ermittelt. Es war also nötig, die bei ausgeschaltetem aber nicht entmagnetisiertem Elektromagneten gemessene Kurve zu reduzieren auf den wirklich feldfreien Zustand; dies konnte mit Hilfe von N' durch eine etwas rohe Annäherungsrechnung geschehen, die aber insofern unbedenklich war, als bei den großen Aufspaltungen selbst Änderungen von a und b um viele Prozente den Wert von s_α nur um wenige Promille ändern. Bei den in Tabellen II u. III wiedergegebenen Meßreihen beeinflußten die wegen N' notwendigen Korrekturen von a und b den Wert von s_α und also auch von μ höchstens um etwa 5 Promille.

Weiter ist für die genaue Berechnung von s_α noch die Rolle der unteren Verbreiterung („Schwänze") des unaufgespaltenen Strahls zu erwägen. Ein kleinerer Teil der Schwänze ist durch das remanente Feld hervorgerufen und im Vorhergehenden schon berücksichtigt. Der größere Teil ist verursacht durch Streuung an Fremdgasen in der Umgebung des glühenden Wolframdrahts und unterliegt deshalb nicht direkt der Einwirkung des Feldes. Aus diesem Grunde ist er, wie bereits im ersten Teil der Arbeit erwähnt, bei der Auswertung mit Formel II nicht zu berücksichtigen. Es ist jedoch noch zu erörtern, ob er das Aufspaltungsbild beeinflußt. Zunächst ist klar, daß bei eingeschaltetem Magnetfeld sich die gestreuten Atome über das ganze Aufspaltungsbild verteilen; von jeder Stelle desselben werden dabei Atome weggestreut, andererseits aber werden durch die Nachbarstellen wieder Atome hineingestreut. Setzte man dabei die Intensität der Streustrahlung an jeder Stelle proportional der Intensität der sie erzeugenden Strahlung, so konnte man berechnen, daß sich obige Beträge gegenseitig soweit kompensieren, daß eine merkliche Beeinflussung der Aufspaltungskurve durch die Streustrahlung nicht eintritt. Prozentuale Stärke und Bereich der Streuung wurden dabei mit Hilfe der Schwänze der unaufgespaltenen Kurve ermittelt. In Wirklichkeit hängen Stärke und Bereich der Streustrahlung nicht nur von der Intensität, d. h. der Zahl pro sec, sondern auch von der Geschwindigkeit der Atome ab, doch ist dieser Einfluß hier geringer als der erstere, weil in den in Betracht kommenden Teilen der Aufspaltungskurven sich die Geschwindigkeit prozentual viel weniger ändert als die Intensität.

Im Gegensatz zu den gestreuten Atomen haben die gestreuten Moleküle in gewissen Fällen etwas Einfluß auf die Aufspaltungskurven. Sie behalten, ebenso wie die nicht gestreuten Moleküle, im Magnetfeld ihre ursprüngliche Intensitätsverteilung bei, weil Moleküle nicht merklich magnetisch abgelenkt werden. Sie werden im Aufspaltungsbild mitgemessen und ihr Einfluß auf dieses läßt sich auf Grund der gemessenen Gesamtstreustrahlung und des aus den Messungen ebenfalls zu entnehmenden Assoziationsgrades (ca. 2 Proz. Moleküle) feststellen; allerdings nur angenähert, weil sich zeigte, daß Moleküle weniger stark gestreut werden als Atome. Eine solche Reduktion der beobachteten Aufspaltungskurve auf Atome beeinflußt die Lage der Maxima ($s = s_m$) am wenigsten, weshalb im allgemeinen nur diese zur Berechnung von s_α verwandt wurden. Bei den Messungen nach der Stern-Gerlach-Methode waren die Ablenkungen s so groß, daß alle zur Berechnung von s_α benutzten s-Werte Gebieten entnommen werden konnten, in denen die Molekülstreustrahlung so klein und konstant war, daß die Korrektur überhaupt keinen Einfluß auf die benutzten s-Werte hatte. Bei kleineren s macht sich der Einfluß der Streumoleküle, entsprechend der Zunahme der Streustrahlung, mehr geltend, so daß bei den Versuchen nach der Rabi-Methode wegen der dort geringeren Aufspaltungen die entnommenen s-Werte bei einigen Kurven dadurch etwas modifiziert waren (s. unten).

Die praktische Ermittlung von $s = s_m$ aus dem flachen Maximum erfolgte unter Benutzung der Mittelpunktslinie horizontaler paralleler Sehnen im obersten Kurventeil[1]). In den benutzten Kurven waren die einzelnen Intensitäten auf mindestens 1 Proz. und die Einstellungen s des Fadens auf mindestens 0,5 Proz. sicher. Durch den Ausgleich sind die berechneten s_α

1) Vgl. z. B. H. v. Sanden, Prakt. Analysis, Leipzig 1923, S. 110.

auf einige Promille zuverlässig. In den nachstehenden Tabellen II u. III sind die Resultate nebst den den Rechnungen zugrunde gelegten Werten aufgeführt. Für T, a und b sind dabei die in der geschilderten Weise korrigierten Werte eingesetzt. Der Ausfall zweier s_m-Werte wurde verursacht durch eine nicht genügende Zahl von Meßpunkten an den betreffenden Stellen.

Tabelle II.

(Magnetisches Moment des Kaliums.)

$a = 4{,}8$ Tr., $b = 0{,}9$ Tr., 1 Tr. $= 0{,}001475$ cm.

Kurve	T	N (Gauß cm)	s_m (in Tr.)	s_1, s_2 (in Tr.)	s_α (in Tr.)	μ (Gauß · cm³)
β, Schneidenseite	596,3°	$206{,}7 \cdot 10^4$	26,7	—	79,2	$0{,}924 \cdot 10^{-20}$
	596,3°	$206{,}7 \cdot 10^4$	—	17,2; 42,8	78,1	$0{,}911 \cdot 10^{-20}$
β, Furchenseite	596,3°	$205{,}7 \cdot 10^4$	26,3	—	78,0	$0{,}915 \cdot 10^{-20}$
	596,3°	$205{,}7 \cdot 10^4$	—	17,4; 42,2	78,0	$0{,}915 \cdot 10^{-20}$
γ, Schneidenseite	596,3°	$206{,}7 \cdot 10^4$	26,7	—	79,2	$0{,}924 \cdot 10^{-20}$
	596,3°	$206{,}7 \cdot 10^4$	—	17,2; 43,1	78,3	$0{,}913 \cdot 10^{-20}$
γ, Furchenseite	596,3°	$205{,}7 \cdot 10^4$	—	—	—	—
	596,3°	$205{,}7 \cdot 10^4$	—	17,4; 41,6	77,6	$0{,}910 \cdot 10^{-20}$
					Mittel:	$0{,}916 \cdot 10^{-20}$

Tabelle III.

(Magnetisches Moment des Lithiums.)

$a = 3{,}3$ Tr., $b = 0{,}6$ Tr., 1 Tr. $= 0{,}001475$ cm.

Kurve	T	N (Gauß cm)	s_m (in Tr.)	s_α (in Tr.)	μ (Gauß · cm³)
I, Schneidenseite ...	1009°	$206{,}7 \cdot 10^4$	15,8	46,7	$0{,}922 \cdot 10^{-20}$
I, Furchenseite.....	1009°	$205{,}7 \cdot 10^4$	15,6	46,1	$0{,}915 \cdot 10^{-20}$
II, Schneidenseite ...	1029°	$206{,}7 \cdot 10^4$	15,3	45,2	$0{,}911 \cdot 10^{-20}$
II, Furchenseite.....	1029°	$205{,}7 \cdot 10^4$	—	—	—
III, Schneidenseite ...	1029°	$206{,}7 \cdot 10^4$	15,4	45,5	$0{,}917 \cdot 10^{-20}$
III, Furchenseite.....	1029°	$205{,}7 \cdot 10^4$	15,3	45,2	$0{,}915 \cdot 10^{-20}$
					Mittel: $0{,}916 \cdot 10^{-20}$

Die in der ersten Arbeit durchgeführte Kernmoment-Diskussion zeigte, inwieweit sich auch eine beobachtete Gesamtkurve mit einer mit Hilfe des zur Zeit wahrscheinlichsten Wertes eines Bohrschen Magnetons ($= 0{,}917 \cdot 10^{-20}$) berechneten deckt. Als Gesamtresultat aller Messungen folgt, daß das magnetische Kernmoment des Lithiums bei Entkopplung höchstens etwa 5 Proz. des Bohrschen Magnetons beträgt, und daß der sich hier ergebende Wert des Magnetons

$$= (0{,}916 \pm 0{,}005) \cdot 10^{-20} \text{ Gauß} \cdot \text{cm}^3$$

ist.

Es ist noch darüber eine Bemerkung zu machen, daß infolge der endlichen Breite des *Wo*-Fadens ($2\,\delta = 2/100$ mm $= 1{,}356$ Tr.) tatsächlich nicht die Intensitäten I_s, sondern deren Mittelwerte

$$\bar{I}_s = \frac{1}{2\delta} \int_{s=s-\delta}^{s=s+\delta} I_s \, ds$$

gemessen werden; den dadurch entstehenden Fehler kann man leicht schätzen, wenn man setzt

$$I_s = K \cdot \frac{a+b}{2} \cdot \frac{s_\alpha^2}{s^3} \cdot e^{-\frac{s_\alpha}{s}},$$

welche Größe aus Formel II der früheren Arbeit für den Fall, daß s groß gegen a und b (was hier hinreichend erfüllt ist), durch Entwicklung gewonnen wird. Durch Einsetzen in obigen Ausdruck für $\bar{I}_s$ und Entwicklung nach δ bekommt man als relativen Fehler

$$\frac{\bar{I}_s - I_s}{I_s} = \frac{1}{6} \cdot \frac{\delta^2}{s^2} \left(12 + \frac{s_\alpha^2}{s^2} - 8 \frac{s_\alpha}{s} \right) + \delta^4 \ldots$$

Einsetzen der Versuchsdaten zeigte, daß dieser in den aufgespaltenen Kurven stets kleiner als $2 \cdot 10^{-3}$ und daher nicht zu berücksichtigen war.

Nur im obersten Teil der unaufgespaltenen Kurve (vgl. Fig. 3 der ersten Arbeit) machte sich der Einfluß der Fadenbreite bemerkbar, indem er nämlich die dortige kleine Abweichung von dem schematisierten Bild des unabgelenkten

Strahls, d. h. die Abrundung der Ecken, verursachte. Wegen der Unstetigkeit der schematisierten Kurve an dieser Stelle ist bei der Berechnung des Einflusses der Fadenbreite das Integral in zwei Teile zu zerlegen; sucht man ihn z. B. an der Stelle $s = +b$, so hat man sich die Fadenmitte an dieser Stelle zu denken, und man wird dann statt der Maximalintensität K die Intensität

$$\bar{I}_s = \frac{1}{2\delta}\int_{s=b-\delta}^{s=b} K\,ds + \frac{1}{2\delta}\int_{s=b}^{s=b+\delta} K\,\frac{a-s}{a-b}\,ds$$

messen. Hieraus folgt

$$\bar{I}_s = K\left(1 - \frac{\delta}{4(a-b)}\right).$$

Einsetzen der aus der beobachteten Kurve zu entnehmenden Werte von K, a, b lieferte für $\bar{I}_s$ die tatsächlich gemessenen Werte.

In der ersten Arbeit wurde bereits gesagt, daß die Vernachlässigung der Abrundung praktisch belanglos ist, hier zeigt sich, daß sie auch theoretisch gerechtfertigt ist.

II. Messungen nach der Methode von Rabi[1]).

Die Ablenkung n eines Atomstrahls senkrecht zur Strahlrichtung l in einem Magnetfeld $\mathfrak{H}$ wird, wenn das Atommoment μ ist, gegeben durch

$$n = \frac{1}{mv^2}\cdot\int_0^l dl\int_0^l \mathfrak{F}_n\,dl, \quad \text{wo} \quad \mathfrak{F}_n = \mu\cdot\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial n}.$$

Bei der Anordnung von Rabi tritt der Strahl l in das durch zwei flache Polschuhe hergestellte homogene Feld $\mathfrak{H} = \mathfrak{H}_z$ ein (z senkrecht zu Zeichenebene der Fig. 3), indem er in der Symmetrieebene zwischen diesen verläuft und den Winkel Θ_0 mit der Normalen der Polschuhkante bildet. Da das Feld in der Symmetrieebene in der z-Richtung konstant ist, ist $\mathfrak{F}_z = 0$, und $\mathfrak{F}_n$ ist die Komponente der ebenfalls in der Symmetrieebene liegenden resultierenden Kraft

$$\mathfrak{F}_r = \sqrt{\mathfrak{F}_x^2 + \mathfrak{F}_y^2}.$$

Sei Θ der Winkel, den diese mit l bildet, so ist

$$\mathfrak{F}_n = \mathfrak{F}_l\cdot\operatorname{tg}\Theta = \mu\cdot\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial l}\cdot\operatorname{tg}\Theta$$

und es wird

$$\left.\begin{aligned} n &= \frac{\mu}{mv^2}\cdot N,\\ N &= \int_0^l dl\int_0^l \frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial l}\cdot\operatorname{tg}\Theta\,dl = \int_0^l dl\int_0^l \frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial n}\,dl. \end{aligned}\right| \quad (B)$$

1) Rabi, Zeitschr. f. Phys. **54**, 190ff., 1929.

Rabi[1]) setzt nun „aus Symmetriegründen" auch $\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial y} = 0$, d. h. $\mathfrak{F}_y = 0$. In diesem Fall wird $\mathfrak{F}_r = \mathfrak{F}_x$ und $\Theta = \Theta_0 = \text{konst.}$, so daß man erhält:

$$N = \operatorname{tg}\Theta_0\cdot\int_0^l (\mathfrak{H}_l - \mathfrak{H}_0)\,dl = \operatorname{tg}\Theta_0\cdot l\cdot\overline{(\mathfrak{H}_l - \mathfrak{H}_0)}. \quad (\text{Rabi}^2))$$

Zur Kenntnis von N würde man danach also nur noch die Feldstärke $\mathfrak{H}$ längs des Strahlwegs und nicht mehr Inhomogenitäten zu messen brauchen.

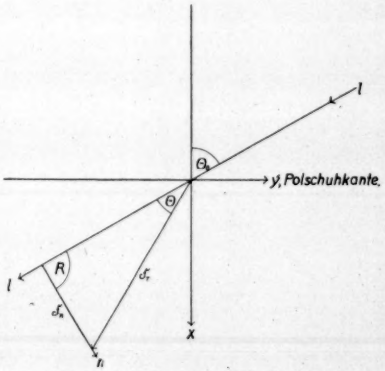


Fig. 3. Zur Rabischen Methode.

Die obige Annahme von Rabi ist jedoch unzulässig; denn die Symmetrie des Feldes in bezug auf y ist wegen der endlichen Länge der Polschuhkanten nur in der Nähe der Eintrittsstelle des Strahls zwischen die Polschuhe vorhanden, nur dort wird $\frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial y} = 0$. In den weiter entfernten Punkten ist dies nicht der Fall, d. h. dort ist Θ von Θ_0 verschieden. Um brauchbare Ablenkungen zu erzielen, muß man $\mathfrak{H}$ und Θ_0 groß wählen, dann aber macht sich dieser Unterschied wegen der starken Veränderlichkeit des tg mit dem Winkel bemerkbar, zumal da wegen des starken Feldes auch die Integralelemente, die sich auf das Stück des Strahles vor Eintritt zwischen die Polschuhe beziehen, merklich zum Gesamtwert von N beitragen.

Da allgemein stets

$$\operatorname{tg}\Theta = \frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial n} : \frac{\partial\mathfrak{H}}{\partial l},$$

1) Rabi, a. a. O., S. 192. (Rabis z ist unser y).

2) Das kleine Korrektionsglied der Formel bei Rabi ist für diese Betrachtungen belanglos.

so kann man eine Prüfung der Rabischen Annahme dadurch erhalten, daß man nicht nur Θ_0 und $\mathfrak{H}$ längs l, sondern auch an mehreren Stellen $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial n}$, also die Inhomogenität senkrecht zur Strahlrichtung mißt; wäre Rabis Annahme richtig, so müßte sich für $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial n} : \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial l}$ an jeder Stelle der Wert von tg Θ_0 ergeben.

Ehe auf die Messungen eingegangen wird, seien kurz die experimentellen Anordnungen erwähnt. Die Apparatur war dieselbe wie früher, nur mußten die Spalte horizontal gestellt und deshalb der den Auffänger enthaltende Apparateil um 90° gedreht und dementsprechend sein Kühler an einer anderen Fläche angebracht werden. An Stelle des Magnetfeldrohres von kreisförmigem Querschnitt trat ein solches von rechteckigem Querschnitt, dessen eine Seite zwecks geringen Polschuhabstandes nur 3 mm lang gemacht wurde, während die andere Seite zur Erzielung eines genügenden Querschnitts (Evakuierung) 15 mm lang war. Die Entfernung des Abbildespaltes vom Faden betrug 16,10 cm. Um ein starkes Feld zu bekommen, waren die beiden gleichen Polschuhe unter einem Winkel von etwa 35° zugespitzt, besaßen aber an der Stirnseite flache rechteckige Querschnitte von 9,6 cm × 3 cm.

Der Gang der Messungen der Aufspaltungskurven und die dabei erreichte Genauigkeit war ebenfalls wie früher, die erzielten Aufspaltungen waren jedoch erheblich geringer. Auch die Berechnung von s_a aus den Kurven erfolgte in derselben Weise, weil der Zusammenhang zwischen der thermischen Energie der Atome und ihrer Ablenkung bei beiden Methoden gleich ist.

Zwei Aufspaltungskurven bei Kalium ergaben (als Mittel für die beiden Strahlen[1]) 46,6 Tr. bzw. 46,2 Tr. für die Temperaturen $T = 587{,}5°$ abs. bzw. 595,5° abs. mit einer wahrscheinlichen Unsicherheit von 0,5 Proz. (1 Tr. = $0{,}001475$ cm). Anders wie früher war natürlich die Bestimmung von N. Nach Beendigung der Aufspaltungsversuche wurde zunächst der Winkel zwischen Strahl und Polschuhkanten mit einem Theodolithen auf mindestens eine Minute genau gemessen, wobei als Marken für die Strahlrichtung der beleuchtete Abbildespalt und der in der Strahlrichtung befindliche Wolframfaden dienten. Θ_0 ergab sich so zu 83° 10′ und tg $\Theta_0 = 8{,}345$ war dadurch auf etwa 0,2 Proz. festgelegt. Dann wurde das Feld längs des unabgelenkten Strahls ermittelt, wobei dieselbe Probespule und dieselbe Methode ihrer Justierung wie früher angewandt wurde, weshalb nicht näher darauf eingegangen zu werden braucht. Hinzugefügt sei nur, daß hier die Zuverlässigkeit dieser Justiermethode sich auch dadurch zeigte, daß eine Kontrollmessung mit dem Theodolithen für den Winkel zwischen Achsenrichtung des Probespulenhalters und Polschuhkanten denselben Wert wie oben mit einer Abweichung von nur einer Minute ergab. Die einzelnen Feldstärken (die maximale war ca. $2{,}3 \cdot 10^4$ Gauß) wurden mit einer durchschnittlichen Genauigkeit von mindestens 0,5 Proz. erhalten; die graphische Bestimmung ergab

$$\operatorname{tg}\Theta_0 \cdot \int_0^l (\mathfrak{H}_l - \mathfrak{H}_0)\, dl = 213{,}7 \cdot 10^4 \text{ Gauß} \cdot \text{cm}$$

ebenso genau. Ferner wurden an vier Stellen Feldmessungen in der Richtung senkrecht zum Strahl mit Hilfe der Vertikalverschiebung des Kathetometers gemacht, und zwar an jeder Stelle 0,4 mm oberhalb und unterhalb des Strahls. Es waren nun — mit großer Zuverlässigkeit — alle Daten gegeben, um das Moment nach der Rabischen Formel

$$\mu = \frac{2kT}{N} \cdot s_a, \quad N = \operatorname{tg}\Theta_0 \cdot \int_0^l (\mathfrak{H}_l - \mathfrak{H}_0)\, dl$$

zu berechnen und zwar sollte man das Bohrsche Magneton mit ungefähr derselben Genauigkeit wie bei der Stern-Gerlach-Methode erhalten. Setzt man die obigen Werte ein, so erhält man indessen einen um etwa 40 Proz. kleineren Wert! Dasselbe ergab sich für Messungen an Lithium.

Zur Aufklärung dieses Mißerfolgs wurde die Rabische Annahme in der oben geschilderten Weise geprüft, d. h. man bildete $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial n} : \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial l} = \operatorname{tg}\Theta$ an den vier Stellen mit bekanntem $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial n}$. Aus Fig. 4 sieht man, daß tatsächlich tg Θ vor Eintritt des Strahls zwischen die Polschuhe ganz erheblich von dem Sollwert tg $\Theta_0 = 8{,}345$ abweicht

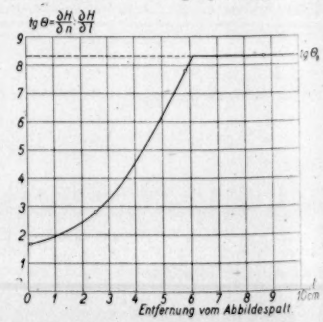


Fig. 4. Veränderlichkeit der Gradientenrichtung.

1) Weil die Feldstärke längs des unabgelenkten Strahls gemessen wurde (s. u.).

und diesen Wert erst etwa 1 cm vor dem Eintritt erreicht (die Eintrittsstelle war ungefähr 7 cm vom Abbildespalt entfernt). Es soll hier jedoch gleich betont werden, daß es nicht möglich war, $\int \frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial n} dl$ mit derselben Genauigkeit wie alle anderen Größen zu messen; es liegt dieses daran, daß die Inhomogenität in Richtung n inkonstant ist, so daß die Anwendung der 1 mm dicken Probespule hier nicht einwandfrei war. Die Werte von $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial n}$ und tg Θ waren deshalb um einige Proz. unsicher.

Aus den dargelegten Gründen muß man zur richtigen Berechnung von μ anstatt der Rabischen Formel die allgemeinere Formel (B) nehmen. Deshalb wurden mit Hilfe der gemessenen $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial l}$-Werte und der aus Fig. 4 interpolierten tg Θ-Werte die $\frac{\partial \mathfrak{H}}{\partial n}$ längs des ganzen Strahles berechnet und dann mit diesen das Doppelintegral N graphisch ausgewertet. Man erhielt $N = 117{,}8 \cdot 10^4$ Gauß · cm und damit für das Moment einen Wert, der um etwa 2 Proz. von dem des Bohrschen Magnetons abwich; die Ursache der Abweichung liegt in der oben beschriebenen Unsicherheit.

Die Methode von Rabi besitzt also nicht den von ihrem Autor erhofften Vorzug, daß man nur Feldstärken zu messen brauche; man wird stets auch bei ihr die hier schwer genau anzustellenden Inhomogenitätsmessungen machen müssen[1]). Durch geeignetere — nicht zugespitzte, sondern flache — Polschuhe wird man zwar die Inkonstanz von tg Θ erheblich verringern und damit den Einfluß der Inhomogenitätsmessungen auf das Resultat herabmindern können, aber immer werden diese bei Präzisionsbestimmungen notwendig und schwer genügend genau ausführbar sein. Überdies werden die Aufspaltungen stets kleiner sein als bei der Stern-Gerlach-Methode; denn würde man z. B. bei den hier vorliegenden Verhältnissen durch die erwähnte Änderung der Polschuhe auch vielleicht größere Werte von tg Θ bekommen, so würde andererseits dadurch die Feldstärke geringer werden, so daß der Wert von N stets kleiner wäre als bei den Versuchen nach der Stern-Gerlach-Methode. Die andere Polschuhform dürfte auch wesentlich dazu beigetragen haben, daß Rabi bei einem nach seiner Methode angestellten Versuch für Kalium nach seiner Formel das Bohrsche Magneton erhielt „innerhalb der angestrebten Genauigkeit von etwa 5 Proz.". Auch andere Ursachen können dafür in Frage kommen, z. B. der Umstand, daß er wesentlich geringere Feldstärken (max. 14000 Gauß) hatte; durch besondere Versuche wurde nämlich festgestellt, daß bei geringeren Feldstärken die Diskrepanz zwischen den nach seiner Formel und der allgemeinen Formel (B) berechneten μ-Werten sich verringert. Es beruht dies darauf, daß bei Verringerung der Feldstärke das Streufeld relativ stärker abnimmt als das Hauptfeld. Sicher ist jedoch, daß auch bei Rabis Versuch, wenn dieser genauer gewesen wäre, sich eine Diskrepanz ergeben hätte, weil ihre Ursache prinzipieller Natur ist.

Wenn also auch die Absolutmessungen nach der Rabi-Methode aus den oben dargelegten Gründen nicht zu Präzisionsmessungen ausgestaltet werden konnten, so war es doch möglich, die Relativwerte des magn. Momentes von Lithium in bezug auf Kalium aus ihnen zuverlässig zu entnehmen; denn dabei fällt ja das Magnetfeldglied N heraus. In der umstehenden Tabelle IV sind die — in der im ersten Teil beschriebenen Weise — korrigierten Werte von T, a, b und s_m eingetragen. Weil die Aufspaltungen geringer als bei den früheren Messungen waren, machte sich der Einfluß der gestreuten Moleküle stärker geltend, so daß deshalb lediglich die Maxima (s_m) der Kurven verwendet wurden; selbst diese wurden bei einigen Kurven durch deren Reduktion auf Atome etwas beeinflußt. Weil alle diese Korrekturen etwas unsicher sind (s. o.) und bei kleineren Aufspaltungen der Wert von s_a durch sie und auch durch die kleinen unvermeidlichen Meßfehler in den Kurven stärker beeinflußt wird, sind die hier erhaltenen Werte für das Moment des Lithiums ein wenig unsicherer als die in Tabelle III. Der Gesamteinfluß der Korrekturen auf die Werte von Tabelle IV betrug durchschnittlich 1 Proz. Auch bei der Magnetfeld-Anordnung von Rabi wird der eine Strahl etwas stärker abgelenkt als der andere; der Unterschied ist gering (etwa 1 Proz.) und es konnte mit sehr kleinem Fehler für s_m der Mittelwert aus beiden Strahlen genommen werden, wenn dies sowohl beim Lithium wie beim Kalium geschah, weil es für das Resultat nur auf das Verhältnis der s_a-Werte ankommt. Bei der Berechnung der μ-Werte schließlich wurde für Kalium der zur Zeit wahrscheinlichste Wert $0{,}917 \cdot 10^{-20}$ Gauß · cm³ zugrunde gelegt.

Die Versuche waren bei drei verschiedenen Winkeln Θ_0 und Feldstärken (maximal ca. 23000, 22000, 17000 Gauß) gemacht worden; die ein und demselben N entsprechenden Werte sind in Absätzen zusammengefaßt.

1) Aus diesem Grunde gehen wir auch nicht auf die feineren Einzelheiten der Methode ein, die Rabi durch besondere Korrektionsglieder berücksichtigt (verschiedene Ablenkung der beiden Strahlen usw.).

Tabelle IV.

(Magnetisches Moment des Lithiums.)

(1 Tr. = 0,001475 cm.)

Kurve	T	a, b (in Tr.)	s_m (in Tr.)	s_a (in Tr.)	μ in Gauß · cm³
Kal 1	587,5°	4,5; 0,7	15,97	46,6	
Kal 2	595,5°	4,5; 0,7	15,85	46,2	
Li a)	1033°	5,5; 1,0	9,95	26,69	$0{,}921 \cdot 10^{-20}$
Li b)	1015°	5,5; 1,0	10,10	27,19	$0{,}922 \cdot 10^{-20}$
Kal 3	603°	4,6; 0,7	13,70	39,51	
Li c)	1015°	6,6; 1,4	9,38	23,37	$0{,}913 \cdot 10^{-20}$
Kal 4	601°	4,5; 0,9	11,57	32,89	
Li d)	1015°	6,6; 1,4	8,25	19,55	$0{,}920 \cdot 10^{-20}$
				Mittel:	$0{,}919 \cdot 10^{-20}$

Auch diese Werte des Lithiummomentes beweisen mit Hilfe der in der früheren Arbeit dargelegten Diskussionsmethode des magn. Kernmoments, daß ein solches bei Entkopplung höchstens etwa 5 Proz. des Bohrschen Magnetons betragen kann.

Zusammenfassung. Die bei der Präzisionsmessung der magnetischen Momente nach der Methode von Stern-Gerlach zu berücksichtigenden Einzelheiten werden in Ergänzung des I. Teils der Arbeit nachgetragen, und es werden nähere Angaben über die einzelnen Meßreihen gemacht.

Theoretisch und experimentell wird gezeigt, daß bei Präzisionsmessungen nach der Methode von Rabi auch Inhomogenitätsmessungen erforderlich sind und daß sich ungenauere Werte als nach der Stern-Gerlach-Methode ergeben. Relativmessungen nach der Rabi-Methode sind einwandfrei und gaben für das Moment des Lithiums einen um 0,3 Proz. höheren Wert als die Messungen nach der Stern-Gerlach-Methode.

(Eingegangen 4. Februar 1933.)

BESPRECHUNGEN.

K. K. Darrow und E. Rabinowitsch, Elementare Einführung in die Wellenmechanik. Mit einem Vorwort von E. Schrödinger. VIII und 110 S. Mit 4 Abb. 2. Aufl. Leipzig 1932. S. Hirzel. RM 5.—.

Der Übersetzer und Mitautor des Darrowschen Büchleins, welches nun schon in 2. Auflage erscheinen kann, sagt im Vorwort: „Die vorliegende Einleitung versucht durch elementare Behandlung der einfachen Schwingungssysteme der Mechanik deren Begriffe zu erklären und ihre Übertragung in die Atomlehre verständlich zu machen; in dieser Weise soll ein Übergang zu dem Lesen der Originalschriften auf dem Gebiete der heutigen Atomtheorie möglich gemacht werden."

Gegenüber der 1. Auflage ist das Kapitel über die statistische Deutung der Wellenmechanik erweitert worden, ferner wurde ein Abschnitt über die Anwendung der Wellenmechanik auf das Problem des radioaktiven α-Zerfalls in das Buch aufgenommen. G. Beck.

L. Bieberbach, Differentialgeometrie (Teubners mathematische Leitfäden, Bd. 31). 8°. VI u. 142 S. Mit 8 Fig. Leipzig und Berlin 1932. B. G. Teubner. Kart. RM 6.—.

Bei der Bedeutung, welche differentialgeometrische Entwicklungen für die Physik gewonnen haben,—man denke nur an die Relativitätstheorie—, wird man für eine verhältnismäßig kurz gefaßte, übersichtliche Darstellung dankbar sein, um so mehr wenn sie, wie die vorliegende, alles Wesentliche bringt und dabei nur ein relativ geringes Maß an Vorkenntnissen voraussetzt. In der Tat eignet sich das vorzüglich geschriebene Büchlein gerade auch für den mathematisch interessierten Physiker, was noch durch folgende kurze Inhaltsangabe bestätigt werden mag: 1. Kapitel: Ebene Kurven (mit einem Paragraphen über konvexe Kurven). 2. Kapitel: Raumkurven und mit ihnen verbundene Flächen (von den Tangenten gebildete Flächen usw.). 3. Kapitel: Flächen; Fundamentalformen, Krümmungs- und Asymptotenlinien; Geometrie auf der Fläche, insbesondere Levi-Civitas Parallelverschiebung; Flächen konstanter Krümmung u. ä.; Einleitung in die Differentialgeometrie der Riemannschen Räume. Eine Formelsammlung und ein Register sind beigegeben. Haupt.

H. Blasius, Mechanik, I. Statik. Physikalische Grundlagen vom technischen Standpunkt. VIII u. 178 S. Mit 191 Abb. Hamburg, Boysen & Maasch. 1932. Geh. RM 5.40, Leinen RM 6.75.

Über dieses Buch ist dasselbe zu sagen, wie über die früher vom gleichen Verfasser erschienene Wärmelehre. Die Probleme werden in engster Anlehnung an die Anschauung und die technischen Anwendungen behandelt und in vielen Beispielen numerisch durchgerechnet. Die grundlegenden

Begriffe werden nicht axiomatisch eingeführt, sondern aus den Fragestellungen nach und nach, dem Bedürfnis entsprechend, entwickelt. Inhaltlich wird begonnen mit der Behandlung der Kräfte an einem und mehreren Punkten (Seilecke und Kräftepläne), dann folgen die Kräfte an Scheiben (Zahnräder und Wellen), später im Zusammenhang mit Arbeit und Leistung verschiedene Stabilitätsprobleme und zum Schluß eine ausgiebige Behandlung des Fachwerkes.

R. Hermann.

M. Boll, Exposé électronique des lois de l'électricité. 70 S., mit 22 Fig. Paris, Hermann et Cie. Fr. 15.—.

Die Broschüre gibt in knapper, exakter Form einen Überblick über die Grundgesetze der Elektrizitätslehre. Die Hauptabschnitte gelten den Eigenschaften des Elektrons, der Stromleitung in Metallen und den Induktionsgesetzen. Nach dem Vorwort des Verfassers wendet sich das Buch sowohl an den Hochschullehrer wie an den in der Praxis stehenden Ingenieur.

O. Werner.

Ergebnisse der exakten Naturwissenschaften. (Herausgegeben von der Schriftleitung der Naturwissenschaften) Band XI. 442 S. Mit 158 Abb. 1932. RM 35.—, geb. RM 36.60.

Der neue Band der Ergebnisse enthält neben zwei Berichten über astronomische Themen (Becker, Das lokale Sternsystem; Bottlinger, Die Rotation der Milchstraße) und einem mehr kristallographisch-mineralogisch orientiertem Bericht (Schiebold, Kristallstruktur der Silikate) wiederum eine Reihe von zusammenfassenden Darstellungen aktueller physikalischer Arbeitsgebiete. Kirchner berichtet über Elektroneninterferenzen und Röntgeninterferenzen; durch die Betonung der Analogien bzw. Verschiedenheiten der beiden Erscheinungsgebiete ist es dem Verfasser gelungen, die Disposition dieses sehr umfassenden Berichtes besonders übersichtlich zu gestalten. Mit der Physik des metallischen Zustandes beschäftigen sich die drei Artikel von Meißner, Peierls und Vogt. Meißner gibt eine Darstellung der experimentellen Forschung über die Supraleitfähigkeit, ausmündend in eine Übersicht über die bisherigen Versuche zu einer theoretischen Erklärung, Peierls berichtet über die Elektronentheorie der Metalle unter Herausarbeitung der Grundlagen der einzelnen Ansätze, die auch dem Nichttheoretiker den größten Teil seiner vielfach originalen Ausführungen verständlich machen dürfte. Vogt behandelt den Magnetismus der metallischen Elemente in einem Überblick vom Standpunkt der Quantentheorie des Atombaus aus. Außer diesen enthält der Band noch zwei Berichte, einen von Kallmann und Schüler über Hyperfeinstruktur und Atombau und einen von Rubinowicz über die Quadrupolstrahlung, die beide schon recht weit in Spezialfragen hineinführen.

R. Seeliger.

H. Freundlich, Kapillarchemie. Eine Darstellung der Chemie der Kolloide und verwandter Gebiete. Band II. 4. unter Mitwirkung von J. Bikerman umgearbeitete Auflage. 955 S. Mit 113 Fig. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft. 1932. Geh. RM 60.—, in Leinwand geb. RM 63.—.

Während der I. Band der Kapillarchemie von Freundlich die physikalischen Grundlagen bringt, behandelt der II. das, was man landläufig als Kolloidchemie bezeichnet. Es ist bei Freundlich selbstverständlich, daß auch dieser Band im wesentlichen auf physikalischer Grundlage aufgebaut ist. Dies äußert sich nicht nur in der Anordnung der Kapitel, sondern vor allem bei Besprechung kolloidchemischer Vorstellungen, bei denen von anderer Seite ausgesprochen chemische Anschauungen entwickelt worden sind. Die Darstellung ist von bewunderungswürdiger Klarheit, zum Teil von einer bei der Jugendlichkeit der Materie erstaunlichen Abgeklärtheit. Gerade gegen die letzte Auflage gewinnt man diesen Eindruck.

Bemerkenswert gegenüber der vorhergehenden Auflage ist weiter eine fast lückenlose Aufnahme der Literatur, offenbar nicht lediglich unter dem Gesichtspunkt der persönlichen Beurteilung des Verfassers, sondern mehr nach dem Prinzip möglichster Vollständigkeit alles in Betracht Kommenden. So ist das große Handbuch der Kolloidchemie zustande gekommen, das man bei keiner einschlägigen Frage ohne Antwort aus der Hand legt.

Für die Physiker, denen diese Materie im allgemeinen fremder ist, sei über den grundsätzlichen Aufbau einiges gesagt, um Umfang des Buches und Umfang dessen, was der Verfasser unter Kapillarchemie versteht, zu kennzeichnen. Einem allgemeinen Teil über lyophobe Sole unter besonderer Behandlung ihrer physikalischen Eigenschaften folgt ein besonderer Teil, der in sich wieder allgemein nach Metall-, Sulfid-, Metalloxyd-, Metallhydroxydsolen gegliedert ist. Dieselbe grundsätzliche Einteilung ist bei den lyophilen Solen durchgeführt, bei deren besonderem Teil das Physikalische mehr zurücktritt. Es folgen Abschnitte über die Gele, Nebel und Rauche, Schäume und disperse Gebilde mit festem Dispersionsmittel.

Die Hinweise auf technische und biologische Anwendungen bleiben naturgemäß begrenzt. Ob sie in einem Handbuch solchen wissenschaftlichen Niveaus wirklich zweckentsprechend sind, bleibe dahingestellt. Ehestens hätte hier den Kolloidmühlen eine kritische und ausführlichere Betrachtung gutgetan, eventuell unter Hinweis auf die mechanische Dispergierung in Gegenwart indifferenter Verteilungsmittel und auf die grundsätzlichen Fragen mechanischer Dispergierung, z. B. auf die Arbeiten von Martin, Gross und Zimmerley.

Gegen die 2. Auflage konnten wesentlich erweitert werden die Kapitel über optische Anisotropie; neu hinzugekommen ist das Kapitel Mesomorphie.

Bei dem Niveau des Buches ist die Fig. 50 etwas deplaziert.

Dem Physiker bietet die Freundlichsche Darstellung eine hervorragende Gelegenheit, das Gebiet der Kolloidchemie kennen zu lernen, weil das Buch aus der Feder eines physikalisch Denkenden hervorgegangen ist.

A. Kuhn.

Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie. Hrsg. von der Deutschen Chemischen Gesellschaft. R. J. Meyer u. Erich Pietsch, Systemnummer 59: Eisen, Teil A, das Element Eisen. Lieferung 4. Gr.-8°. X und 258 S. Mit 173 Figuren. 8. Aufl. Berlin, Verlag Chemie G. m. b. H. 1932. RM 41.—, Subskr. RM 35.50.

Die vorliegende Lieferung des Handbuchs bildet einen Teil der ganz groß angelegten Schilderung der Eisenhüttentechnologie, und zwar behandelt sie die Gewinnung schmiedbaren Eisens auf indirektem Wege, d. h. die verschiedenen Frischverfahren und die Elektroschmelze. Bei dem heutigen Mangel an einem zeitgemäßen Handbuch der Eisenhüttenkunde wird hier ein für die Industrie und ihre Hilfswissenschaften außerordentlich wertvolles Werk geschaffen. Im Rahmen des Handbuchs nimmt es relativ viel Raum ein und erfordert auch herausfallende Bewältigungsmethoden. Neben den umfänglichen Literaturregistern jedes Abschnittes zeigen dies besonders die zahlreichen, ausgezeichnet ausgeführten Figuren (es trifft durchschnittlich eine Figur auf $1^1/_2$ Seiten). Beides zusammen ergänzt den Text sowohl in der Richtung der anschaulichen Darstellung wie der umfassenden Bibliographie.

G. M. Schwab.

Handbuch der Experimentalphysik. Unter Mitwirkung von ..., hrsg. von W. Wien † und F. Harms, unter Mitarbeit von H. Lenz. Bd. 4, 4. Teil: Rohre, offene Gerinne, Zähigkeit, hrsg. von L. Schiller. Gr.-8°. VIII und 720 S. Mit 392 Abb. Leipzig 1932. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Geh. RM 65.—, geb. RM 67.—.

Die Akademische Verlagsgesellschaft legt nunmehr auch den 4. Teil zur „Hydro- und Aerodynamik", die als IV. Band zum Handbuch der Experimentalphysik erscheint, vor und bringt damit dieses Fachgebiet zum Abschluß. Er enthält trotz seines bedeutenden Umfanges nur drei Einzelabhandlungen, deren Verfasser Schiller, Eisner und Erk sind.

Die Untersuchung der Strömung in Rohren, die in zweifacher Beziehung wichtig ist, nämlich in rein wissenschaftlicher — um grundsätzliche Einblicke in turbulente Vorgänge zu bekommen — und in praktischer — insofern die Ergebnisse für die Technik verwertbar sind — ist ein Gebiet, auf dem L. Schiller-Leipzig sich schon seit Jahren betätigt. Man kann nur sagen, daß er die Gelegenheit zu einer zusammenfassenden Darstellung seines bevorzugten Betätigungsfeldes unter Einbeziehung der von anderen Forschern (Prandtl und Nikuradse-Göttingen, Stanton und Pannell-England) gefundenen Ergebnisse glücklich zu nutzen verstand. Am Schluß des Kapitels werden auch Diffusoren und Krümmer behandelt und die Ergebnisse von einigen mehr technisch orientierten Instituten (Thoma-München und Flügel-Danzig) mitgeteilt.

Der von Eisner-Berlin verfaßte Abschnitt über „offene Gerinne" macht mit einer dem physikalischen Laboratorium zum Teil vielleicht fremden Versuchstechnik bekannt. Er enthält das, was man vor Jahrzehnten, wo die Brücke zwischen der von Mathematikern gepflegten Behandlung reibungsfreier Flüssigkeiten und dem Wasserbau, die die Frage nach den Widerständen und nötigen Gefällen interessierte, noch nicht geschlagen war, als „Hydraulik" bezeichnete, in moderner Auffassung und ist überall bestrebt, die Verbindung mit den übrigen hydrodynamischen Forschungen und Erkenntnissen fester zu knüpfen.

Das letzte Kapitel, von Erk geschrieben, ist der „Zähigkeit" gewidmet; es behandelt die Meßverfahren, gibt einen als vollständig zu bezeichnenden Überblick über die Meßgeräte und teilt auch eine große Reihe von Meßergebnissen mit.

Es ist wohl überflüssig zu sagen, daß auch in diesem Band das Nachschlagen und Suchen durch lückenlose Namens- und Sachregister erleichtert wird. Schilhansl.

P. Idrac, Experimentelle Untersuchungen über den Segelflug mitten im Fluggebiet großer segelnder Vögel. Autorisierte Übersetzung von F. Höhndorf. 81 S. Mit 56 Abb. München und Berlin, R. Oldenbourg. 1932. Geh. RM 3.—.

Das Buch berichtet über eine Reihe experimenteller Untersuchungen über den Segelflug der Vögel, die Idrac in den Jahren 1913—1929 auf 11 verschiedenen Expeditionen nach den Tropen und den Polargebieten ausgeführt hat. Zunächst werden die Untersuchungsgeräte beschrieben, die für die Messung bzw. Registrierung von Druck, Temperatur, Unregelmäßigkeit der Windgeschwindigkeit und -richtung und der Vertikalkomponente des Windes verwendet wurden. Durch die interessanten Ergebnisse werden eine Reihe von früheren Vermutungen nunmehr einwandfrei festgestellt, andere als hinfällig erwiesen. Die Segler der tropischen Ebenen benutzen in der Tat die thermischen Aufwinde, während Adler und Condor im Hindernisaufwind von Küsten oder Bergen segeln. Besonders bemerkenswert ist eine Art des dynamischen Segelfluges, der von Albatros und anderen auf offner See ausgeübt wird und bei dem es sich um die Ausnutzung der Windgeschwindigkeitsdifferenzen in den unteren 20 Metern über der See (Reibungsgrenzschicht) handelt, wie bereits 1930 von Prandtl vermutet wurde. R. Hermann.

O. Knoblauch, E. Raisch, H. Hausen und W. Koch, Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Berechnet aus der spezifischen Wärme. 2. neubearbeitete und erweiterte Auflage der „Tabellen und Diagramme für Wasserdampf" von Knoblauch-Raisch-Hausen. Lex.-8°. V und 40 S., mit 1 Abb. im Text, 5 Zahlentafeln und 2 mehrfarbigen Diagrammtafeln als Beilage. München, R. Oldenbourg. 1932. Kart. RM 4.60.

Die neuen Tabellen und Diagramme bauen sich auf den neuen, von 30 at bis auf 120 at ausgedehnten Bestimmungen der spezifischen Wärme des Wasserdampfes auf, die im Laboratorium für technische Physik der Technischen Hochschule München ausgeführt wurden. Noch unveröffentlichte Versuche von Koch bei 200 at zwischen Sättigungstemperatur und 450° C dienten als Unterlage für Extrapolation bis 225 at, wodurch die Tabellen den Forderungen der Technik weitgehend gerecht werden. L. Schiller.

A. Kuhn, Wörterbuch der Kolloidchemie. 179 Seiten, 47 Figuren. Dresden, Verlag Theodor Steinkopff. 1932. Preis: RM 8.—.

Das vorliegende Buch bringt eine Zusammenstellung der überaus zahlreichen Grundbegriffe der Kolloidchemie. Die Terminologie ist gerade in diesem Zweige der Wissenschaft sehr umfangreich, so daß eine Zusammenstellung der verschiedenen Ausdrücke, eine Ordnung und Erklärung von vornherein sehr aussichtsreich erscheint. Dem Verfasser ist dies in ausgezeichnetem Maße gelungen. Das Buch ist für den Wissenschaftler und Techniker in gleicher Weise wichtig und allgemein jedem kolloidchemisch Interessierten als Nachschlagebuch durchaus zu empfehlen. Erbring.

P. Labat, La propagation des ondes électromagnétiques. 445 S., mit 66 Fig. Paris, Gauthier-Villars et Cie. Fr. 80.—.

Unsere Kenntnisse über die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen sind recht gering, obgleich dieses Gebiet in der dreißigjährigen Entwicklung der Funktechnik hervorragende Bearbeiter gefunden hat. Sichere Grundlagen brachte vor allem das Studium der Ausbreitung von Kurzwellen in den letzten sechs Jahren. Das Buch bringt alles wesentliche Tatsachenmaterial in übersichtlicher Anordnung, ohne jedoch zu den zahlreichen Hypothesen kritisch Stellung zu nehmen. In manchen Kapiteln wären Kürzungen angebracht, so ist die ausführliche Wiedergabe der Maxwellschen Gleichungen in einem solchen Werk überflüssig.

Die Hauptkapitel sind: Die Eigenschaften der Erdatmosphäre. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in ionisierten Medien. Die Fortpflanzung der praktisch benutzten Wellen in den verschiedenen Schichten der Erdatmosphäre. Die Hilfsmittel dieses Spezialgebietes entstammen den verschiedensten Gebieten der Physik wie Optik, Atomphysik, Gasentladungen und auch der Astronomie und Meteorologie. Diese Tatsache kommt bei der Gliederung der einzelnen Abschnitte zum Ausdruck. — Das Literaturverzeichnis, das bis zum Jahre 1930 geführt ist, bringt über 500 Originalarbeiten. O. Werner.

M. Laporte, Les Phénomènes Elémentaires de la Décharge Electrique dans les Gaz. (Gaz Rares.) 232 S. Mit 65 Fig. im Text. Paris, Les Presses Universitaires de France. 1933. Fr. 75.—.

Der Verfasser hat in dankenswerter Weise die elementaren Eigenschaften der Edelgase, soweit sie in den elektrischen Entladungen eine Rolle spielen, monographisch behandelt. In 11 Kapiteln beschäftigt er sich mit den allgemeinen physikalischen und chemischen Eigenschaften, mit den negativen und positiven Trägern, mit der Bewegung langsamer Elektronen, mit den kritischen Potentialen und den Methoden zu ihrer Bestimmung, mit den Ausbeutefunktionen, mit der Ionisation durch positive Ionen und durch Strahlung, mit den metastabilen Zuständen und endlich mit den Stößen zweiter Art. Wenn auch manchmal eine ausgeprägtere kritische Stellungnahme zu den zum Teil noch von einander abweichenden aus verschiedeneu Quellen stammenden Einzelergebnissen erwünscht gewesen wäre, wird man diese übersichtliche und sehr vollständige Bearbeitung des gesamten empirischen Materials, das man sich bisher mühsam zusammensuchen mußte, dankbar begrüßen. Zahlreiche Tabellen und Figuren erhöhen die Brauchbarkeit des Buches und werden ihm unter den an Gasentladungsfragen interessierten Physikern und Praktikern Freunde gewinnen.

R. Seeliger.

Tullio Levi-Civita, Caratteristiche dei sistemi differenziali e propagazione ondosa. Lezioni raccolte dal Dott. G. Lampariello. VII u. 111 S. 8°. Bologna, Nicola Zanichelli. 1931. Preis Lire 15.—.

Dieses Buch ist hervorragend geeignet, dem Physiker den mathematischen Hintergrund der hauptsächlichsten, ihm als Ausbreitung von Wellen bekannten Vorgänge aufzuzeigen. Der Riemannschen Auffassung zufolge ist eine Welle eine Lösung der Differentialgleichungen eines Kontinuums, deren partielle Ableitungen zweiter Ordnung auf einer sog. Wellenfläche Sprünge erleiden, während die ersten Ableitungen und die gesuchten Funktionen selbst stetig bleiben. In anderer, vom Verf. an die Spitze gestellter Hinsicht ist die Wellenfläche sozusagen eine Verzweigungsfläche der Lösung (charakteristische Mannigfaltigkeit), längs deren das Cauchysche Anfangswertproblem unbestimmt wird. Die dafür geltenden Kriterien sowie die Konstruktion der Wellenfläche mit Hilfe der auf ihr liegenden Bicharakteristiken (Strahlen) entwickelt Levi-Civita im wesentlichen auf Grund der von Hadamard in seinem fundamentalen Werk (Leçons sur la propagation des ondes et les équations de l'hydrodynamique, Paris 1903) gegebenen Theorie. Die Handhabung der Methoden erscheint bei Levi-Civita (auch rechnerisch) besonders einfach, so daß er und seine Schüler auch sachlich neue, zunächst recht kompliziert anmutende Probleme der Physik angreifen konnten. Am bedeutsamsten ist die Möglichkeit, aus den Einsteinschen Feldgleichungen die andere Grundannahme der allgemeinen Relativitätstheorie, daß die Lichtstrahlen geodätische Nullinien sind, logisch herzuleiten, indem die Ausbreitung des Lichts als unstetige Lösung der Gravitationsgleichungen aufgefaßt wird. Diese zu den bekannten Untersuchungen Einsteins über Singularitäten des Gravitationsfeldes in Beziehung stehenden Betrachtungen findet der Leser bei T. Levi-Civita, Caratteristiche e bicaratteristiche delle equazioni gravitazionali di Einstein, Rend. Acc. Lincei (6) **11** (1931), S. 3—11, 113—121. Das vorliegende Buch bringt die klassischen Anwendungen auf die Hydrodynamik (Fortpflanzung von Wellen in Gasen). Neu ist ein Beitrag des Herausgebers über die Nichtexistenz von Wellen in einer zähen kompressiblen Flüssigkeit — freilich wären das Wellen, bei denen erst den zweiten Ableitungen der Geschwindigkeit Sprünge gestattet würden. Die Anwendung der Theorie auf die Maxwellschen Gleichungen liefert sehr schön die wichtigsten der berühmten Tatsachen der Kristalloptik. Auch für die Quantenmechanik ist die entwickelte mathematische Theorie, wie im Schlußparagraphen dargetan wird, sehr aufklärend, insofern als die Betrachtung von charakeristischer Mannigfaltigkeit (Wellenfläche) und Bicharakteristiken (Strahlen) dem Dualismus von Wellen- und Korpuskelbild entspricht. — E. Hölder.

Karl Przibram, Radioaktivität. Kl.-8°. 142 S., mit 31 Fig. Berlin-Leipzig, Walter de Gruyter & Co. 1932. Geb. RM 1.62.

Zum dritten Male erscheint in der beliebten Sammlung Göschen die „Radioaktivität". Der erste Bearbeiter 1907 war Frommel, dann folgte etwa 10 Jahre später die Darstellung des früh verstorbenen Ludewig. Jetzt hat Przibram die früheren und auch die letzten Forschungsergebnisse in ausgezeichneter Weise zusammengestellt. In dem kleinen Bändchen wird bereits von der wellenmechanischen Ableitung der Geiger-Nuttalschen Beziehung zwischen Reichweite und Radioaktivitätskonstanten mit Gamows-Potentialmulde und Potentialschwelle berichtet; ferner von den α-Strahlen mit extremer Reichweite; es findet sich die Streuungsformel von Klein-Nispina; spezielle Erscheinungen wie „Aggregatrückstoß" sind behandelt; Versuche über Neutronenstrahlen werden referiert; auch physiologische Einflüsse sind besprochen. Die Meßmethoden kommen zu gedrängter Darstellung, wobei die Emanationsmessungen eingehender behandelt sind. Der in der Medizin eingebürgerte Unfug, die Mache-Einheit als Mengenmaß zu benutzen, wird hierbei, hoffentlich mit Erfolg, gerügt. — Am Schluß 16 ausgezeichnete Tabellen. Das ganze ein sehr nützliches Werk.

Erich Marx.

Walter Stempell, Die unsichtbare Strahlung der Lebewesen. (Mitogenitische- oder Organismenstrahlung.) 8°. 108 S., mit 57 Abb. im Text. Jena, Verlag von Gustav Fischer. 1932. Geh. RM 7.50.

Die Physiker stehen der „mitogenitischen Strahlung" immer noch sehr skeptisch gegenüber, sie sind immer noch nicht sicher, daß sie überhaupt existiert.

Nachdem Rajewski mit einem Geiger-Müller-Zählrohr einen physikalischen Beweis ihrer Existenz erbracht zu haben glaubte, ist die Richtigkeit seines Nachweises neuerdings durch die Dissertation von F. Seyfert aus dem Laboratorium Geigers sehr in Frage gestellt. Wenn Referent auf Grund noch im Gang befindlicher eigener Versuche auch noch nicht für erwiesen hält, daß der Nachweis durch den Geiger-Zähler definitiv als erledigt zu betrachten ist, so ist doch zunächst ein non liquet über diesem physikalischen Experiment. Auch der seinerzeit von Reiter und Gaber erhaltene photographische Einfluß beruhte höchstwahrscheinlich nicht auf mitogenetischer Strahlung. Als weiterer physikalischer Detektor wurden vom Verfasser des Büchleins die Liesegangschen Ringe benutzt. Die Ausbildung der konzentrischen Chromsilberringe sollte durch die mitogenetische Strahlung gestört werden. Hier scheint es aber sehr schwer den Einfluß von Gasung und Strahlung auf diese Störungen zu trennen. So bleiben zunächst allein die biologischen Zellteilungszählungen zur Begründung der Existenz der Strahlung.

Wer über diese Dinge eine fesselnde — vor der Dissertation von Seyfert erschienene — Darstellung lesen will, der findet sie in der mit illustrierendem Material glänzend ausgestatteten Monographie W. Stempells.

Erich Marx.

O. Tietjens, Hydro- und Aeromechanik nach Vorlesungen von L. Prandtl. II. Band. Bewegung reibender Flüssigkeiten und technische Anwendungen. Gr.-8°. VIII u. 299 S., mit 237 Textabbildungen und 28 Tafeln. Berlin, Julius Springer. 1931. Geb. RM. 23.—.

Mit diesem zweiten Band liegen die von Tietjens herausgegebenen Vorlesungen von Prandtl über Hydromechanik vollständig vor. Während der Inhalt des ersten Bandes sich auf die Darstellung der reibungslosen Bewegung beschränkte (vgl. die Besprechung in dieser Zeitschrift **32**, 810, 1931), kommt jetzt die „wirkliche" zähe Flüssigkeit ausführlich zu Wort.

Zunächst kommt eine kurze Einführung in die Strömungslehre, so daß der seinem Inhalt nach vor allem auch für den Ingenieur in Betracht kommende Band auch unabhängig vom ersten Band benutzt werden kann. Dann folgt eine Einführung in die für Widerstandsfragen fundamental wichtigen Ähnlichkeitsbetrachtungen. Ein großes Kapitel ist dann der Strömung in Rohren und Kanälen gewidmet. Dieses Kapitel geht erheblich über den Inhalt der Originalvorlesung hinaus, trägt durchaus den persönlichen Charakter des Herausgebers und darf nicht in allen Punkten als gesicherter Bestand der Wissenschaft angesprochen werden.

Nach der Aufstellung der Differentialgleichung für die zähe Flüssigkeit folgt eine sehr anschauliche Einführung in die Prandtlsche Grenzschichttheorie (Magnuseffekt!). Die beiden folgenden Kapitel bringen die für die Flugtechnik grundlegenden Fragen von Widerstand und Auftrieb, wobei insbesondere die Prandtlsche Tragflügeltheorie ausführlich behandelt wird. Das letzte Kapitel ist ausschließlich dem Experiment gewidmet, behandelt die Meßmethoden für Druck, Geschwindigkeit und Widerstand, gibt Anweisungen für die Sichtbarmachung von Strömungsvorgängen und Beschreibungen von Windkanälen.

Die ganze Darstellung ist — in flüssiger Sprache geschrieben — getragen von dem Zauber der einzigartigen Prandtlschen Erfassung der Strömungsvorgänge und durch prachtvolle photographische Strömungsaufnahmen illustriert.

L. Schiller.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Bergakademie Clausthal Dr. Hans Runge für chemische Technologie insbesondere Erdöl.

Ernannt: Der Privatdozent für Mathematik an der Universität Berlin Dr. Johann Neumann von Margitta, zum Professor an der Forschungs-Universität Princeton; der a. o. Professor für Chemie an der Universität Leipzig Dr. Conrad Weygand zum ord. Professor der Chemie an der (neugegründeten) Landwirtschaftlichen Hochschule Ankara (Türkei).

Gestorben: Der Direktor der United States Testing Co. und frühere Professor der Chemie an der Universität Washington Dr. William F. Edwards, der ord. Professor für analytische und theoretische Chemie an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Ing. Wilhelm Moldenhauer, der ord. Professor der theoretischen Physik an der Universität Jena Hofrat Dr. Felix Auerbach.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.